LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

CONGRÈS DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

AVERTISSEMENT

Le présent fascicule du Journal de Physique *est consacré aux communications du Congrès de Physique nucléaire qui s'est tenu à Paris du 15 au 17 mars 1956. C'est au moment ou ces réunions étaient sur le point de s'achever que Madame Irène Joliot-Curie, dont l'état de santé était devenu critique, était enlevée à l'affection des siens et à celle de ses collègues et de ses disciples.*

Nombreux d'entre ceux-ci animaient ce colloque par la présentation de leurs travaux.

Il a paru opportun de faire hommage de l'ensemble des communications à la mémoire de la savante éminente et de donner en préface le discours prononcé par M. le Ministre de l'Éducation nationale lors des obsèques faites par la Nation à l'une de ses enfants qui l'ont particulièrement honorée.

DISCOURS PRONONCÉ AUX OBSÈQUES NATIONALES

de Madame Irène JOLIOT-CURIE

le 21 mars 1956

par Monsieur René BILLÈRES,

Ministre de l'Éducation nationale.

Monsieur le représentant de Monsieur le Président de la République,

Monsieur le Professeur,

Madame,

La semaine dernière nous inaugurions, le Ministre de la Santé publique et moi-même, le deuxième hôpital de la Fondation Curie. Hélas, au même moment, dans ce même hôpital, Irène Joliot-Curie traversait, sur son lit de souffrance, ses dernières journées. Elle s'est ainsi éteinte dans la maison le plus directement associée à celle que son illustre mère avait conduite, — dans la maison qui s'honore de porter le nom vénéré.

Toute la vie d'Irène Joliot-Curie s'est déroulée sous les signes conjugués de sa passion pour la science et de sa fidélité à ceux dont, sans interruption, exaltée par le même génie, elle a poursuivi l'œuvre considérable.

Respectueux des intentions de la disparue, ses proches ont exprimé leur volonté — sa volonté — de concilier l'hommage national avec la simplicité dont rayonnent les savants. Ainsi se parachève un destin qui trouvait dans les joies intimes, et non dans les honneurs extérieurs, ses satisfactions et ses récompenses. Le Gouvernement ne pouvait que déférer à un tel désir. L'hommage qu'au nom de la France entière il rend pleinement à Irène Joliot-Curie revêtira la sobriété que commande une telle mémoire : il rassemble, sans apprêt, comme pour les citer à l'ordre de la reconnaissance nationale, les mérites éminents d'une femme au grand cœur et d'un savant de génie.

Irène Joliot-Curie avait reçu de Pierre et de Marie Curie une vocation égale à celle qui les animait eux-mêmes. Précurseurs d'une nécessaire réforme, ils donnèrent à cet enfant d'exception, avec l'aide de Jean Perrin, de Paul Langevin, d'Henri Mouton, un enseignement ouvert, plus expérimental que didactique, plus réflexif que livresque. Après la mort brutale de son père, Irène Curie vécut très près de sa mère, qui l'associa dès le jeune âge aux tâches du laboratoire et la forma pour la recherche.

Leurs destins continuaient de se confondre, leurs travaux de se réunir. Devenue bientôt la préparatrice de sa mère, Irène Curie, avec une ardeur que rien ne distrayait, travaillait, expérimentait. C'est dans le petit laboratoire qui précédait le bureau de Marie Curie qu'elle préparait son entrée dans la carrière de la recherche : sa thèse de 1925 sur les rayons alpha du polonium la situait dans la lignée et l'engageait dans le combat de la découverte. L'année suivante, elle scellait son destin de femme et de savant en unissant sa vie à la vôtre, Monsieur le Professeur, pour une affectueuse, féconde, totale collaboration.

De même que l'effort conjugué de Pierre et de Marie Curie les avait, trente ans plus tôt, dans le hangar de l'École de Physique et de Chimie, conduits à la découverte de la radioactivité naturelle et au prix Nobel de 1903, — de même le labeur commun d'Irène et de Frédéric Joliot-Curie allait apporter aux jeunes savants le prix Nobel de 1934, et au monde la découverte de la radioactivité artificielle. Les parents avaient mis à jour l'une des plus étonnantes propriétés de la nature ; les enfants transféraient maintenant à des éléments artificiels le miracle de la radioactivité.

Aux forces secrètes de la matière l'homme ajoutait la puissance des transmutations qu'il savait désormais provoquer. Ainsi naissaient ces centaines de noyaux radio-actifs artificiels qui, venant se ranger, avec une totale docilité, dans les cases de la classification de Mendéléeff, à côté des noyaux stables, ouvraient à la Physique nucléaire son domaine immense, chargé des plus vastes promesses et aussi, par la faute des hommes et contre le gré des inventeurs, des plus lourdes menaces.

Les travaux d'Irène Joliot-Curie et de son mari ont, dans le même temps, approché et préparé la découverte capitale du neutron, qu'ils devaient préciser à leur tour en calculant, plus exactement que ne l'avait fait Chadwick, la masse de cet élément, et en mettant en évidence le rayonnement gamma. Ainsi la voie était ouverte — et Irène Joliot-Curie devait pousser très loin sa démarche — à la fission des noyaux lourds, à la découverte, décisive — et redoutable — de la désintégration en chaîne, et des immenses réserves d'énergie qu'elle libère.

L'esprit de synthèse d'Irène Joliot était attentif à la signification des phénomènes immenses qu'elle avait contribué à découvrir. Elle même soulignait l'importance de la démonstration, qu'elle produisit avec son mari, d'un rayonnement de photons provoquant une émission de positrons. La signification décisive de cette première transformation de l'énergie électro-magnétique en matière lui apparaissait pleinement. Et, lorsque, adoptant le terme proposé par Marie Curie pour désigner ce phénomène prévu, sa fille suggérait l'expression de « matérialisation de l'énergie », elle savait quels horizons elle ouvrait ainsi à la pensée, autant pour expliquer l'histoire du monde que pour bâtir l'avenir des hommes.

***

Irène Joliot-Curie a été un savant ; elle était aussi un maître. Directrice de l'Institut du Radium de l'Université de Paris, elle forma — comme vous le faites, Monsieur le Professeur, au Collège de France — des dizaines de chercheurs en physique nucléaire. Maître de conférences, puis, en 1947, professeur à la Sorbonne, elle travailla, jusqu'au terme prématuré de sa vie, à faire naître des vocation pour cette physique de l'atome dont son ascendance lui avait transmis le flambeau. La clarté de son esprit ajoutait à sa force, et, si l'on en voulait un témoignage, on lirait la notice qu'elle a elle-même établie sur ses travaux, ou cette Note adressée à l'Académie des Sciences pour annoncer la découverte des radioéléments artificiels, modèle de précision expérimentale et de raisonnement scrupuleux, qui rappelle Claude Bernard et Pasteur.

Souverainement insoucieuse du mal qui la minait, c'est vers l'avenir de la science qu'elle tournait ses ultimes activités. Constatant l'insuffisance des locaux de la rue Pierre-Curie, pour les nombreuses équipes qu'elle y avait réunies, consciente de leur insécurité, elle a beaucoup contribué à l'étude des nouveaux laboratoires que la Faculté des Sciences édifie à Orsay. Avec une attention fidèle, elle surveillait la construction de ce nouvel Institut du Radium qui, dans son espérance, devait donner à la recherche désintéressée, par rapport à la recherche appliquée, des moyens égaux. Le destin lui aura ainsi refusé la joie qu'elle désirait peut-être et méritait le plus : celle d'ouvrir bientôt le deuxième Institut du Radium, comme sa mère avait créé le premier.

***

Avec le génie et l'éducation de l'esprit, Irène Joliot-Curie avait reçu de sa mère et de son père l'impératif du progrès, le goût de la liberté, le souci de l'humanité. Ces idéaux l'animèrent dans toute sa vie exigeante et inlassable. Admirant dans la science qu'elle construisait et trouvant dans sa



IRÈNE JOLIOT-CURIE

conscience des marques toujours renouvelées de la valeur de l'homme, elle ne pouvait consentir à la laideur morale, à l'injustice, à l'emploi pervers des découvertes humaines.

L'idée dominante qu'elle exprimait sans cesse, c'est l'universelle bienfaisance dont rayonnerait la science pour le bien des hommes, si ceux-ci n'acceptaient plus de la laisser démentir par les injustices de la vie sociale. La générosité mobilisait ce cœur ardent pour les thèmes de la paix et de la coopération pacifique. Témoin, à la fois fier et angoissé, de la puissance nucléaire, elle redoutait les armes terribles qui la dénaturent et les entraves que la concurrence des nations oppose à la liberté et à la franchise des relations entre savants.

Aussi Irène Joliot-Curie devait-elle saisir, au long de sa vie, les occasions de militer pour la science et pour ses idées. C'est ainsi qu'elle consentit à devenir, dans le Ministère Léon Blum de 1936, Sous-Secrétaire d'État à la Recherche Scientifique, — ainsi encore qu'elle accepta de faire partie du Conseil Supérieur de la Recherche Scientifique en 1939, et, après la Libération, du Comité Directeur institué auprès du Commissariat à l'énergie atomique.

Ce civisme, assez puissant pour l'entraîner à interrompre ses travaux en vue du bien public, Irène Joliot-Curie allait en fournir un nouveau témoignage en donnant, dès 1941, à son mari, Président d'un grand groupement de la Résistance, tout son appui et son encouragement. Elle répétait ainsi l'action courageuse qu'à l'exemple et aux côtés de sa mère, elle avait déjà conduite, de 1914 à 1918, dans les services de radiologie de la zone des armées, pour sa patrie et pour la liberté.

Ainsi, dans tous les actes de la vie, dans toutes les inspirations du génie, dans tous les mouvements de la pensée et du cœur, Irène Joliot-Curie rejoignait Marie Curie, ressuscitait son exemple et la règle de sa vie.

De ces deux vies parallèles, la parenté s'annonçait d'ailleurs dans la ressemblance des traits du corps et du visage, avant de s'affirmer dans les traits de l'âme, dans la conduite d'une noble vie et dans les succès de l'esprit. Est-ce une décision du destin si, pour l'une et pour l'autre, la mort aussi fut identique ? — si, atteintes toutes deux dans leurs moelles par les radiations redoutables, affrontées pendant tant d'années, Marie Curie et Irène Curie ont succombé au même mal, — au même dévouement à la science, à la même passion de découverte ?

Irène Joliot-Curie a déjà rejoint son père et sa mère dans la seule gloire authentique, celle que confèrent la fermeté de l'âme, la noblesse du cœur et l'éclat d'un esprit dévoué à la seule vérité. A vos côtés, Monsieur le Professeur, Madame, la France, qu'elle a grandement honorée, — la Nation, qu'elle a beaucoup servie, — le Peuple de France, qu'elle a tant aimé, ne cesseront pas d'entourer sa mémoire de leur deuil fervent, de leur affection, de la chaleur de leur admiration et de leur gratitude.

I. MODÈLES NUCLÉAIRES — RÉACTIONS NUCLÉAIRES

LA THÉORIE STATISTIQUE DES RÉACTIONS NUCLÉAIRES

Par C. BLOCH,
Centre d'Études Nucléaires, Saclay.

Sommaire. — Exposé, aussi élémentaire que possible, des idées directrices de la théorie des réactions nucléaires dans le domaine des moyennes énergies. Il semble qu'on soit à présent en mesure de définir un modèle qui permette, de prédire les sections efficaces, prises en moyenne sur un grand nombre de résonances, non seulement pour la diffusion élastique des neutrons mais aussi pour les réactions nucléaires et photonucléaires.

Abstract. — A very elementary account of he general principles of the statistical theory of nuclear reactions in the intermediate energy range is presented. It seems possible to define a model allowing predictions of averaged cross-sections not only for elastic scattering of neutrons, but also for nuclear and photonuclear reactions.

1. **Introduction.** — Le sujet de cet exposé concerne les niveaux des noyaux dont l'énergie peut être qualifiée de « moyenne ». On peut logiquement appeler domaine des « basses énergies » la région où les niveaux sont assez peu nombreux pour qu'on puisse pour chaque niveau pris individuellement espérer à la fois déterminer expérimentalement ses caractéristiques, et le représenter par un modèle nucléaire. L'étendue du domaine des basses énergies dépend beaucoup du noyau. Pour les noyaux légers elle est de plusieurs MeV, alors qu'elle tombe à quelques dizaines de keV dans les noyaux lourds.

Lorsqu'on monte en énergie, les niveaux deviennent trop nombreux pour qu'on puisse envisager autre chose qu'une description statistique. Dans beaucoup d'expériences l'incertitude sur l'énergie des particules incidentes est très supérieure à l'espacement des niveaux et on mesure directement une section efficace moyenne prise sur un grand nombre de niveaux. Dans d'autres expériences, en particulier, dans les expériences faites avec des neutrons lents, la définition en énergie permet l'observation directe des niveaux. Ceci autorise une description statistique plus détaillée conduisant par exemple aux lois de distribution statistique des paramètres caractérisant les niveaux.

Aux énergies encore plus élevées (*fig.* 1), les niveaux sont de plus en plus serrés et de plus en plus larges. Ils s'enchevêtrent de telle façon qu'une expérience, aussi précise soit-elle, ne pourrait plus les mettre en évidence. On peut même se demander si la notion de niveau conserve un sens. Cette notion implique que le noyau composé formé par la fusion de la particule incidente avec le noyau cible a un temps de vie long par rapport au temps que la particule mettrait à traverser directement le noyau. Lorsqu'il n'en est plus ainsi, on dira qu'on a affaire à la région des « hautes énergies ». La considération du noyau composé ne fournit plus alors une bonne approximation, et il vaut mieux envisager la réaction nucléaire comme résultant de collisions individuelles de la particule incidente avec les nucléons du noyau. La frontière entre les « moyennes » et les « hautes » énergies

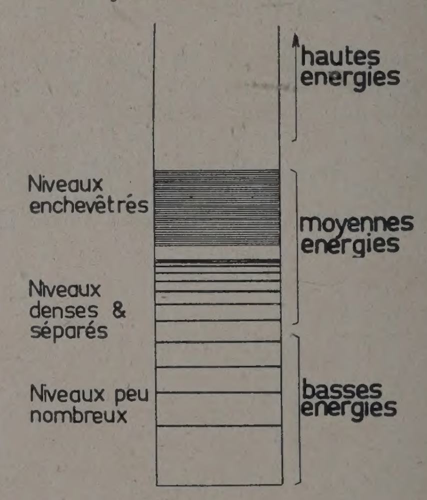


FIG. 1. — Les niveaux d'un noyau.

n'est pas très précise. Il est vraisemblable que jusqu'à quelques dizaines de MeV on se trouve dans le domaine des moyennes énergies alors qu'à 200 MeV on se trouve déjà dans les hautes énergies.

Les expériences de Barschall [1] sur la diffusion des neutrons et le phénomène remarquable des « résonances géantes » qu'elles ont mis en évidence ont servi de point de départ au développement récent de la théorie des réactions nucléaires dans le domaine des moyennes énergies. La première étape a été constituée par l'interprétation des résonances géantes à l'aide d'un potentiel complexe [2]. Ce potentiel complexe a ensuite été lui-même interprété à l'aide d'un modèle statistique [3]. Ce modèle peut être formulé d'une manière assez

générale pour qu'on puisse l'appliquer aux réactions nucléaires et non plus seulement à la diffusion élastique, et c'est sous cette forme que nous nous proposons de l'exposer.

2. **La théorie des réactions nucléaires.** — La formulation de la théorie des réactions nucléaires la plus commode dans les domaines des basses et des moyennes énergies est due à Wigner et ses collaborateurs [4], et nous allons en donner les grandes lignes.

Rappelons qu'on appelle *voie* tout mode de fragmentation du noyau composé défini par la nature de la particule émise et par l'état quantique du noyau résiduel. Dans ce qui suit nous raisonnerons surtout sur les voies comportant l'émission d'un neutron ou d'un proton et nous les désignerons par α, β, ...

La théorie de Wigner repose sur la division de de l'espace de configuration (à $3N$ dimensions lorsque la réaction met en jeu N nucléons) en une *zone intérieure* où tous les nucléons réagissent et des *zones correspondant aux diverses voies* où les particules émises n'exercent plus d'interactions nucléaires avec les noyaux résiduels (*fig.* 2). Chaque zone de voie est séparée de la zone intérieure par la *surface* du noyau résiduel.

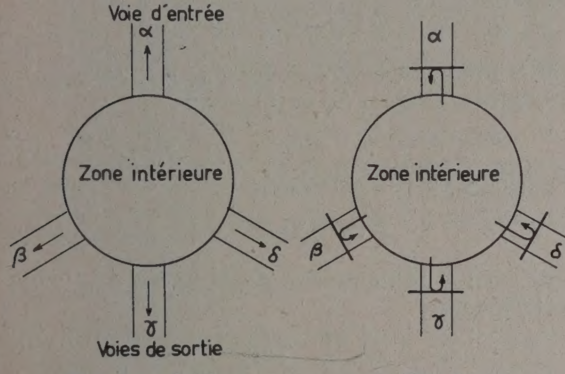


FIG. 2. — Schéma d'une réaction nucléaire.

FIG. 3. Définition des paramètres de la théorie de WIGNER.

La zone intérieure qui détermine les amplitudes des ondes émises dans les différentes voies, c'est-à-dire les sections efficaces est caractérisée par des paramètres définis de la façon suivante : on ferme les différentes voies en plaçant à la surface nucléaire un « miroir » c'est-à-dire, mathématiquement, en imposant à la fonction d'onde une condition à la limite sur la surface nucléaire correspondant à chaque voie (*fig.* 3). La zone intérieure est alors complètement fermée et l'équation de Schrödinger dans cette région a un spectre discret dont les niveaux seront désignés par ε_s. Il est en plus nécessaire d'introduire les amplitudes $g_s^{(\alpha)}$ des fonctions propres $|s>$ correspondant à chaque niveau s à la surface nucléaire dans chaque voie α.

Ces paramètres ε_s et $g_s^{(\alpha)}$, en nombre infini d'ailleurs, permettent le calcul de toutes les quantités observables : sections efficaces, polarisation etc... Indiquons brièvement les étapes du calcul. On forme d'abord la *matrice dérivée* :

$$< \beta|\mathcal{R}|\alpha > = \sum_s \frac{g_s^{(\alpha)}\, g_s^{(\beta)}}{\varepsilon_k - \varepsilon} \qquad (1)$$

puis une *matrice réactance*

$$Q = \frac{1}{2}\sqrt{P}\,\mathcal{R}\sqrt{P}. \qquad (2)$$

Ici P désigne une matrice diagonale dont les éléments P_α sont les *facteurs de pénétration* de chaque voie, exprimant la facilité avec laquelle une particule parvenue à la surface nucléaire parvient à s'échapper.

On forme enfin la *matrice de collision*

$$S = \frac{1 + iQ}{1 - iQ} \qquad (3)$$

qui permet de calculer par exemple les *sections efficaces de réaction* par la formule

$$\sigma(\alpha \longrightarrow \beta) = \pi\lambda_\alpha^2 |< \beta|S|\alpha >|^2 ; \qquad (4)$$

où λ_α [1] est la longueur d'onde de la voie d'entrée α. Dans le cas de la diffusion élastique des neutrons, la section efficace est donnée par

$$\sigma(\alpha \longrightarrow \alpha) = \pi\lambda_\alpha^2 |1 - < \alpha|S|\alpha >|^2. \qquad (5)$$

Les formules que nous venons de donner ont été volontairement simplifiées par omission de différentes complications dues en particulier aux spins et aux phases de diffusion potentielle. Ces formules ne peuvent donc pas être appliquées telles quelles à des problèmes précis, mais elles suffisent à illustrer les principes de la théorie.

On notera que les étapes (1) et (3) comportent des opérations algébriques difficiles : (1) comporte la sommation d'une série et (3) l'inversion d'une matrice dont le nombre de lignes et colonnes peut être grand.

Dans le domaine des basses énergies, pour des résonances bien séparées, on peut prendre un seul terme [2] dans le développement (1) de la matrice dérivée. L'opération (3) peut alors être effectuée exactement et on obtient :

$$< \beta|S|\alpha > = \delta_{\alpha\beta} - i\,\frac{G_s^{(\alpha)}\, G_s^{(\beta)}}{\varepsilon - \varepsilon_s + i\Gamma_s/2} ; \qquad (6)$$

où

$$G_s^{(\alpha)} = g_s^{(\alpha)}\sqrt{P_\alpha},$$

$$\Gamma_s = \sum_s [G_s^{(\alpha)}]^2$$

[1] Dans ce mémoire, la lettre λ est mise pour *lambda barré*.

[2] Plus exactement, on peut admettre que la contribution des autres termes est purement diagonale. Cette hypothèse permet le calcul de S.

En reportant (6) dans (4) et (5) on obtient les formules bien connues de Breit et Wigner à un niveau.

Lorsque les résonances ne sont plus séparées, la situation est plus délicate. Dans certains cas, en particulier lorsque le nombre de voies ouvertes est très grand et que les amplitudes relatives à ces voies sont du même ordre de grandeur, on peut utiliser la formule de Breit et Wigner à plusieurs niveaux :

$$< \beta|S|\alpha > = \delta_{\alpha\beta} - i \sum_s \frac{G_s^{(\alpha)} G_s^{(\beta)}}{\varepsilon - \varepsilon_s + i\Gamma_s/2} \quad (7)$$

où la sommation est étendue à un nombre suffisant de niveaux ε_s de part et d'autre de l'énergie considérée ε.

Il importe de bien noter que la théorie de Wigner divise le problème central de la prédiction des grandeurs observables à partir des interactions nucléaires en deux (*fig.* 4) :

Intéractions → I → $g_s^{(\alpha)}$, ε_s → II → Grandeurs observables directement

Fig. 4. — Schéma logique de la théorie de Wigner.

I) la prédiction des paramètres ε_s, $g_s^{(\alpha)}$ à partir des interactions ;

II) la prédiction des grandeurs observables à partir des paramètres ε_s, $g_s^{(\alpha)}$.

Nous avons dans ce qui précède indiqué la solution du problème II dans certains cas.

Dans la région des basses énergies, le problème I consiste à calculer les paramètres de chaque niveau observé. Le modèle des particules indépendantes avec un mode de couplage approprié a permis un grand nombre de préditions correctes notamment dans les noyaux légers.

3. **Les sections efficaces moyennes.** — Dans le domaine des « moyennes énergies » on s'intéresse principalement aux sections *efficaces moyennes*. La moyenne étant prise sur un nombre assez grand de résonances, ces sections efficaces sont des fonctions lentement variables de l'énergie. Nous désignerons chaque grandeur moyenne par le symbole de la grandeur surmonté d'une barre. Nous écrirons d'après (4)

$$\overline{\sigma(\alpha \to \beta)} = \sigma_{\text{inst}} + \sigma_{\text{ret}} ; \quad (8)$$

avec

$$\begin{cases} \sigma_{\text{inst}} = \pi\lambda_\alpha^2 \, |\overline{< \beta|S|\alpha >}|^2, \\ \sigma_{\text{ret}} = \pi\lambda_\alpha^2 \, [\overline{|< \beta|S|\alpha >|^2} - |\overline{< \beta|S|\alpha >}|^2]. \end{cases} \quad (9)$$

Cette séparation de la section efficace moyenne est à première vue purement formelle. On peut toutefois montrer que σ_{inst} est la section efficace correspondant aux particules émises *instantanément* après l'arrivée de la particule incidente, et σ_{ret} aux particules émises avec *retard*. L'unité de temps est le temps de vie moyen

$$\tau = \hbar/\overline{\Gamma}$$

des états du noyau composé au voisinage de l'énergie considérée, et par émission instantanée il faut entendre émission avec un retard petit par rapport à τ. Il est naturel d'interpréter la section efficace instantanée comme correspondant à un *processus direct* et la section efficace retardée comme correspondant au passage par le *noyau composé*.

L'importance relative de σ_{ret} par rapport à σ_{inst} est d'autant plus faible que la section efficace $\sigma(\alpha \to \beta)$ est une fonction plus régulière de l'énergie. Ainsi dans la région où les résonances sont nettement séparées $\sigma(\alpha \to \beta)$ varie beaucoup et le passage par le noyau composé est important. Lorsqu'on monte en énergie, les résonances se chevauchent et les variations de $\sigma(\alpha \to \beta)$ s'amortissent. Le processus direct tend alors à devenir dominant.

Considérons maintenant dans le cas où la particule incidente est un neutron la section efficace totale :

$$\sigma^T = \sum_\beta \sigma(\alpha \to \beta) ;$$

où la sommation est étendue à toutes les voies y compris α. D'après (4) et (5) on a :

$$\sigma^T = \pi\lambda_\alpha^2 [2 - < \alpha|S|\alpha > - < \alpha|S|\alpha >^*] \quad (10)$$

compte tenu de la relation

$$\sum_\beta |< \beta|S|\alpha >|^2 = 1$$

qui résulte de l'unitarité de la matrice S. Ceci entraîne que

$$\overline{\sigma}^T = \sigma^T_{\text{inst}} ; \quad (11)$$

autrement dit, il n'existe pas de section efficace totale retardée. L'interprétation physique de ce fait est très simple. Pour constater la présence ou l'absence d'émission avec des retards de l'ordre de τ, il faut imaginer qu'on envoie sur le noyau cible un paquet d'onde dont le temps de passage est très inférieur à τ. Or la section efficace totale se calcule en comptant toutes les particules enlevées au faisceau incident. Ce nombre est déterminé aussitôt que le paquet d'onde incident a fini de passer sur le noyau, c'est-à-dire en un temps très inférieur à τ.

Nous verrons plus loin que les sections efficaces instantanées sont beaucoup plus faciles à prévoir que les sections efficaces retardées. La section efficace totale est donc plus facile à prévoir que les sections efficaces de réactions particulières.

4. **Les modèles statistiques.** — Dans la zone des moyennes énergies on retrouve les deux problèmes qui se posaient aux basses énergies :

I. Déterminer à partir des interactions les propriétés statistiques des paramètres ε_s, $g_s^{(\alpha)}$.

II. Déterminer à partir des propriétés statistiques des paramètres ε_s, $g_s^{(\alpha)}$ les grandeurs observables.

Ces problèmes, et surtout le problème I, sont loin d'être résolus, et les propriétés statistiques des paramètres sont encore mal connues.

Jusqu'à ces dernières années, en l'absence presque totale de renseignements expérimentaux, on se contentait de raisonnements du type thermodynamique qui, appliqués au noyau composé, permettaient certaines prédictions. La théorie de l'évaporation par exemple, donne souvent des résultats valables en première approximation. Les modèles de ce type peuvent être appelés *modèles uniformes* (²), car ils supposent que les $g_s^{(\alpha)}$ n'ont que des variations très lentes avec l'énergie.

La découverte des « résonances géantes » dans la diffusion des neutrons par les noyaux [1] et leur interprétation par le modèle du potentiel complexe [2] ont fourni de nouveaux renseignements [3] sur les propriétés statistiques des $g_s^{(\alpha)}$.

L'existence des résonances géantes montre que le modèle des particules indépendantes, conserve une certaine validité dans le domaine des moyennes énergies. Appelons donc

$$|a>, |b>, \ldots ; \varepsilon_a, \varepsilon_b, \ldots$$

les fonctions propres et les niveaux dans le modèle des particules indépendantes. Ces fonctions sont reliées aux fonctions $|s>$ véritables par une transformation unitaire

$$|s> = \sum_a |a> < a|s>. \qquad (12)$$

On peut montrer en s'appuyant sur l'invariance par renversement du temps que les $< a|s >$ sont des nombres réels. Si nous appelons $g_a^{(\alpha)}$,.. les amplitudes des niveaux du modèle des particules indépendantes dans chaque voie α..., les amplitudes véritables $g_s^{(\alpha)}$ sont données par

$$g_s^{(\alpha)} = \sum_a g_a^{(\alpha)} < a|s > \qquad (13)$$

car les paramètres g ne sont rien d'autre que les valeurs des fonctions propres à la surface nucléaire dans les différentes voies. Les amplitudes $g_a^{(\alpha)}$ du modèle des particules indépendantes peuvent en principe être déterminées sans difficulté, et nous sommes ramenés à chercher les propriétés statistiques des éléments de matrice $< a|s >$.

(²) On les appelle souvent modèles statistiques. Ceci prête à confusion car ce ne sont que des modèles statistiques particuliers.

Il semble que ces propriétés puissent être formulées de la manière suivante :

A. Les signes des $< a|s >$ pour des s voisins sont répartis au hasard de telle façon qu'une *somme*

$$\sum_s < a|s > < s|b >$$

portant sur un nombre assez grand de niveaux soit petite et puisse être négligée ;

B. *En moyenne sur un certain nombre de niveaux voisins*, la valeur de $|< a|s >|^2$ est donnée par (³)

$$|< a|s >|^2 = \frac{1}{\pi} \frac{V_a D}{(\varepsilon_a - \varepsilon_s)^2 + V_a^2}. \qquad (B)$$

Dans cette formule D est la séparation moyenne des niveaux ε_s et V_a la partie imaginaire du potentiel complexe de Weisskopf, Porter et Feshbach. C'est une fonction croissante de l'énergie dont le comportement est indiqué grossièrement sur la figure 5.

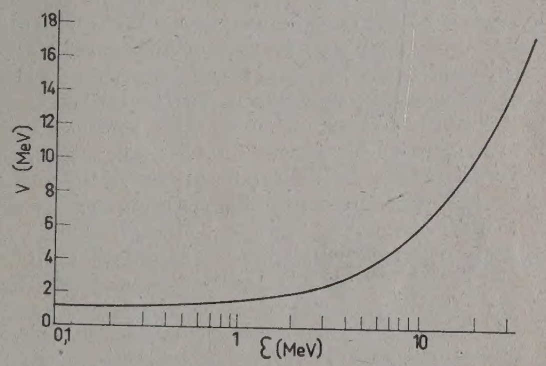


FIG. 5. — La partie imaginaire du potentiel en fonction de l'énergie.

Les conditions A et B apparaissent comme des extrapolations raisonnables des conditions posées par Lane, Thomas et Wigner [3]. Se bornant aux sections efficaces élastique et totale, ces auteurs ne rencontraient pas la condition A. Celle-ci est la plus simple qu'on puisse imaginer en l'absence de tout autre renseignement. De plus, lorsqu'on se borne à la diffusion élastique, les seuls états $|a>$ du modèle simplifié qui interviennent résultent de la combinaison de l'état fondamental du noyau cible formant un cœur non perturbé avec les états de la particule incidente dans le potentiel moyen. Il est naturel d'admettre que B est valable d'une manière plus générale pour tous les états du modèle simplifié.

Nous allons maintenant examiner la situation en ce qui concerne les problèmes I et II mentionnés plus haut.

(³) Le facteur numérique $1/\pi$ est imposé par la condition de normalisation.

I. La justification de A et B à partir des interactions est loin d'être établie. On sait calculer directement à partir des interactions le second moment de la loi B :

$$M_2 = \sum_s (\varepsilon_a - \varepsilon_s)^2 |< a|s >|^2.$$

L'expression de ce moment en fonction des interactions montre qu'il doit être fini. Or la loi B donne un second moment infini. Il est donc nécessaire d'admettre que la « queue » de la loi de distribution tombe plus rapidement à zéro. Dans ces conditions $\sqrt{M_2}$ devrait donner une idée de la dispersion V. Les premiers calculs donnaient $\sqrt{M_2} \sim 23$ MeV au lieu des 1,5 MeV, tirés de la discussion de Weisskopf, Porter et Feshbach des expériences de Barschall sur la diffusion des neutrons de quelques MeV par les noyaux. Des calculs tenant compte de la polarisation du cœur par le nucléon incident [5] permettent de réduire cette valeur à 10 ou 12 MeV.

En ce qui concerne la forme elle-même de la loi B, Wigner [6] a pu sur un modèle très particulier pousser le calcul jusqu'au bout et obtenir effectivement la forme B moyennant certaines conditions.

La forme exacte de la loi B qui donne la manière dont les états du modèle des particules indépendantes sont « dissous » dans les états véritables du noyau composé est essentielle. En particulier, la petitesse relative de la dispersion V est directement responsable de l'apparition des résonances géantes. Si V était du même ordre ou plus grand que la séparation des niveaux d'un nucléon dans le puits de potentiel nucléaire, les résonances géantes seraient fondues les unes dans les autres et les sections efficaces n'auraient que des variations lentes et monotones avec l'énergie. La petitesse de V est également liée au succès du modèle des particules indépendantes à basse énergie. Les comparaisons de V et $\sqrt{M_2}$ que nous venons de signaler reposent sur l'hypothèse que la queue de la loi B est courte. Si, au contraire, cette queue était de l'ordre de plusieurs fois V, on pourrait comprendre que $\sqrt{M_2}$ calculé à partir des interactions soit notablement plus grand que la valeur V déduite des expériences de Barschall. La question pourrait être tranchée par exemple par un calcul de M_4. Si l'interprétation à l'aide d'une queue longue était exacte, on devrait avoir

$$\sqrt[4]{M_4} \gg \sqrt{M_2}.$$

II. On peut d'autre part sans discuter davantage la validité de A et B chercher à en tirer les conséquences et calculer les grandeurs observables.

Le calcul des sections efficaces instantanées est de beaucoup le plus facile et nous allons l'examiner avec quelque détail. Il peut être fait en partant des formules très générales de Wigner sans utiliser les approximations à un ou plusieurs niveaux. On procède en deux étapes :

a. On calcule les valeurs de la matrice dérivée pour des valeurs complexes de l'énergie

$$\varepsilon + iy \text{ où } y \gg D :$$

$$< \beta|\mathcal{R}(\varepsilon + iy)|\alpha > = \sum_s \frac{g_s^{(\alpha)} g_s^{(\beta)}}{\varepsilon_s - \varepsilon - iy}$$

$$= \sum_{sab} g_a^{(\alpha)} g_b^{(\beta)} \frac{< a|s > < s|b >}{\varepsilon_s - \varepsilon - iy},$$

compte tenu de (13). Pour $y \gg D$ le dénominateur peut être considéré comme une fonction lentement variable de ε_s et on peut utiliser les conditions A et B qui, rappelons-le, ne sont valables que si on somme sur un assez grand nombre de termes. Ceci donne

$$< \beta|\mathcal{R}(\varepsilon + iy)|\alpha >$$

$$= \frac{1}{\pi} \sum_{sa} g_a^{(\alpha)} g_a^{(\beta)} \frac{V_a D}{(\varepsilon_a - \varepsilon_s)^2 + V_a^2} \frac{1}{\varepsilon_s - \varepsilon - iy}.$$

La sommation sur ε_s peut être remplacée par une intégrale qui se calcule immédiatement par la méthode des résidus et on trouve

$$< \beta|\mathcal{R}(\varepsilon + iy)|\alpha > = \sum_a \frac{g_a^{(\alpha)} g_a^{(\beta)}}{\varepsilon_a - \varepsilon - i(y + V_a)}. \quad (14)$$

Il est important de noter que cette expression est une fonction *lentement variable* de ε, contrairement à ce qui se produit lorsque $y = 0$.

b. Considérée comme une fonction analytique de ε, tout élément de la matrice S n'a de singularité que dans le demi-plan inférieur. Ceci se voit immédiatement sur les formules (6) et (7) mais la propriété est facile à démontrer à partir de la formule générale (3). Considérons alors l'intégrale

$$\int_c < \beta|S(\varepsilon')|\alpha > d\varepsilon' = 0 \quad (15)$$

sur le contour fermé et ne contenant aucune singularité de la figure 6. Ce contour est assez allongé

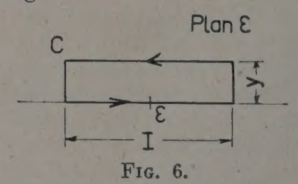


Fig. 6.

pour que les contributions des fragments verticaux du contour soient négligeables. D'autre part, il est clair que $< \beta|S(\varepsilon + iy)|\alpha >$ est comme $< \beta|\mathcal{R}(\varepsilon + iy)|\alpha >$ une fonction lentement variable de ε. On peut montrer que y et I peuvent être choisis de façon que ces fonctions soient pratiquement constantes dans un intervalle de l'ordre I. La relation (15) s'écrit alors

$$S(\varepsilon + iy) = \overline{S(\varepsilon)} \quad (16)$$

si

$$\overline{S}(\varepsilon) = \frac{1}{I} \int_{\varepsilon - I/2}^{\varepsilon + I/2} S(\varepsilon') d\varepsilon'.$$

Les relations (14) et (16) jointes à (3) permettent le calcul de $\overline{S}$. On remarquera que (14) est exactement l'expression de la matrice $\mathcal{R}$ du modèle approché à la seule différence qu'il faut supposer qu'il règne dans chaque état $|a>$ un potentiel imaginaire — iV_a dans toute la région intérieure. On retrouve ainsi le potentiel complexe de Feshbach Porter et Weisskopff.

Le calcul des sections efficaces retardées est beaucoup plus délicat et nous ne le développerons pas ici. Il est nécessaire d'introduire des hypothèses plus détaillées que pour les sections efficaces instantanées. Ceci est naturel car les effets retardés dépendent bien plus intimement de la nature des mélanges de configuration que les effets directs.

Mentionnons enfin la possibilité d'appliquer le modèle statistique aux réactions photonucléaires. La section efficace d'une réaction photonucléaire est proportionnelle à

$$\sigma \sim |<f|H'|i>|^2 ;$$

où H' est l'hamiltonien d'interaction avec le champ électro-magnétique, i l'état initial du noyau cible et f l'état final. Dans la plupart des expériences, cet état final se trouve dans la zone des moyennes énergies et on s'intéresse aux sections efficaces moyennes. On peut alors définir une section efficace instantanée et une section efficace retardée :

$$\sigma_{inst} \sim |\overline{<f|H'|i>}|^2 ,$$

$$\sigma_{ret} \sim \overline{|<f|H'|i>|^2} - |\overline{<f|H'|i>}|^2 ,$$

$$\overline{\sigma} = \sigma_{inst} + \sigma_{ret} ;$$

dont le calcul est très semblable à celui des sections efficaces des réactions produites par des particules lourdes. La section efficace instantanée, en particulier correspond à un effet photoélectrique direct dans lequel un nucléon du noyau passe à un état excité en absorbant toute l'énergie du photon [7]. On peut s'attendre à ce que la section efficace présente des résonances géantes correspondant aux niveaux du nucléon excité dans le puits de potentiel complexe. La superposition des résonances géantes dues à toutes les transitions possibles de nucléons individuels devrait reproduire ce qu'on appelle habituellement la résonance géante photonucléaire et qu'il faudrait donc appeler « résonance supergéante ». Il reste toutefois encore à vérifier que cette interprétation est quantitativement correcte, et en particulier qu'on retrouve bien la position et la largeur des résonances photonucléaires.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Barschall, *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 431.
[2] Porter, Feshbach, Weisskopf, *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 448.
[3] Thomas, Lane, Wigner, *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 693.
[4] Wigner, Eisenbud, *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 29.
[5] Lane et Verlet, *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 956. Vogt, *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 957.
[6] Wigner, *Ann. Math.*, 1955, **62**, 548.
[7] Courant, *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 703. Herpin, Mercier, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 947.

SUR LE FONDEMENT DU MODÈLE UNIFIÉ DE BOHR-MOTTELSON

Par R. NATAF,
Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France (1).

Sommaire. — Par des considérations de symétrie (indiscernabilité des nucléons) et d'invariance par rotation, on peut exprimer les variables dynamiques de la « surface » de la théorie de Bohr-Mottelson en fonction des coordonnées de tous les nucléons, et les prendre comme variables dynamiques supplémentaires jointes aux coordonnées. Mais, après avoir effectué la transformation correspondante de l'Hamiltonien de Schrödinger, nous avons constaté qu'on ne peut en déduire les niveaux de rotation empiriques simples.

Abstract. — By symmetry (indiscernibility of nucleons) and rotation invariance requirements, one can express the " surface " dynamical variables of the Bohr-Mottelson theory as functions of the coordinates of all the nucleons — and take these as redundent dynamical variables together with the coordinates — However, having performed the corresponding transformation on the Schrödinger Hamiltonian, we found that the simple empirical rotational levels cannot be derived from it.

Avec ce modèle, A. Bohr et B. R. Mottelson [1, 2] ont prévu les niveaux nucléaires de rotation et rattaché la valeur du moment d'inertie à celle du moment électrique quadrupolaire, en décrivant le cœur du noyau comme une goutte liquide. Cependant, les extra-nucléons sont dans les états individuels du modèle en couches, les mouvements individuels et collectifs étant couplés. Ceci n'est pas compatible avec l'indiscernabilité des nucléons ; de plus, certaines approximations effectuées sont contradictoires ; enfin, la relation obtenue entre moments d'inertie et quadrupolaire ne s'accorde pas bien avec la relation expérimentale.

Par des conditions de symétrie (indiscernabilité) et d'invariance par rotation, on peut exprimer les variables hydrodynamiques (ou de la « surface ») comme fonctions des coordonnées de tous les nucléons. En prenant ces fonctions comme nouvelles variables, on peut effectuer une transformation sur l'Hamiltonien de Schrödinger comme l'a suggéré A. Bohr [3]. Ayant effectué ce calcul nous avons trouvé qu'il n'était pas possible d'en déduire l'existence des niveaux de rotation expérimentaux [4].

Cette impossibilité résulte de la nature même des mouvements collectifs, et des transformations plus générales que celle suggérée par A. Bohr conduisent au même résultat.

— Un article dans *Nuclear Physics* donne les calculs et les résultats détaillés.

(1) Le travail dont les résultats sont communiqués a été fait à l'Université d'Edimburg, Tait Institute of Mathematical Physics.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bohr (A.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1952, **26**, nº 14.
[2] Bohr (A.) et Mottelson (B. R.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1953, **27**, nº 16.
[3] Bohr (A.), *Thèse*, Rotational states of atomic nuclei, 1954.
[4] Nataf (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2510 et **241**, 31.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 17, JUILLET 1956, PAGE 516.

EXCITATION COULOMBIENNE DES ISOTOPES DU MERCURE

Par MM. R. BARLOUTAUD, T. GRJEBINE et M. RIOU,
Physique Nucléaire, Saclay et Institut du Radium.

Résumé. — L'excitation coulombienne par protons des isotopes du mercure permet de déterminer les probabilités réduites d'excitation des premiers niveaux de ^{198}Hg, ^{200}Hg, ^{202}Hg et des deux premiers niveaux de ^{199}Hg.

Abstract. — The measurement of the γ after the Coulomb excitation by protons of mercury gives the value of the reduced transition probabilities for the first levels of ^{198}Hg, ^{200}Hg, ^{202}Hg and the first and second levels of ^{199}Hg.

Voir Barloutaud (R.), Grjebine (T.) et Riou (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, p. 1284-1287.

MODÈLE EN COUCHES ET MOUVEMENTS COLLECTIFS

Par J. YOCCOZ,

Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France.

Sommaire. — Une méthode variationelle, proposée par Hill et Wheeler, est utilisée pour décrire les mouvements collectifs du noyau. Les résultats, en ce qui conserne la relation entre le moment d'inertie I du noyau et sa déformation, sont meilleurs que ceux obtenus avec le modèle hydrodynamique.

Abstract. — A variational method, first proposed by Hill and Wheeler, is used for the description of the collective motions of the nuclei. The results, for the relation between the moment of inertia and the deformation, are better than those obtained with hydrodynamic model.

Le modèle en couches classique suppose l'existence d'un puits de potentiel équivalent en première approximation à l'ensemble des interactions entre particules. Nous nous proposons d'utiliser un certain nombre de paramètres caractéristiques de ce puits relatifs à la position de son centre, son orientation dans l'espace s'il n'est pas sphérique, etc, pour décrire un mouvement collectif du noyau, l'idée physique étant que si nous entraînons le puits dans un certain mouvement, les nucléons seront entraînés dans ce même mouvement, au moins en première approximation. On substituera donc à la fonction d'onde bâtie a sur la base du modèle en couches, ces paramètres étant fixés, une fonction d'onde décrivant aussi le mouvement collectif.

Par la suite, a désignera symboliquement un (ou un ensemble) de ces paramètres. La fonction d'onde du modèle en couches, a étant fixé, s'écrira $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2 \dots \vec{r}_A, a)$. La fonction d'onde décrivant le noyau sera

$$\Psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) = \int X(a)\, \psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A, a)\, \mathrm{d}a.$$

$X(a)$ étant déterminé par une méthode variationnelle, et devant en outre satisfaire certaines conditions supplémentaires appropriées. On obtient pour $X(a)$ une équation intégrale

$$\int X(a)\, [H(a', a) - EN(a', a)]\, \mathrm{d}a = 0,$$

quel que soit a', avec

$$H(a', a) = \int \psi^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A\, a')\, H \psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A\, a)\, \mathrm{d}\vec{r}_1 \dots \mathrm{d}\vec{r}_A$$

$$N(a', a) = \int \psi^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A\, a')\, \psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A\, a)\, \mathrm{d}\vec{r}_1 \dots \mathrm{d}\vec{r}_A.$$

Cette équation intégrale peut être résolue exactement dans le cas où $H(a', a)$ et $N(a', a)$ ne dépendent que de a-a' (mouvement de translation et de rotation), et il est possible d'en trouver une solution approximative, dans le cas des mouvements de vibration par une méthode basée essentiellement sur le fait que $H(a', a)$ et $N(a', a)$ présentent pour $a' = a$ un maximum très aigu.

Il est certain que sauf les cas spéciaux où la fonction se met sous le forme $F(a)\ G(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A)$, a fonction d'onde ψ contient un certain couplagel entre mouvement interne et mouvement collectif. Si $\psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A, a)$ décrit l'état fondamental du modèle en couches, et si l'énergie du mouvement collectif n'est pas assez grande pour exciter un état de mouvement interne, ce couplage aura des conséquences réduites. Par contre, la méthode peut devenir très mauvaise si ces conditions ne sont pas remplies.

En particulier, le mouvement du centre de gravité étant décrit par le mouvement du centre R du puits, on trouve $X(\vec{R}) = e^{i \vec{h}_0 \vec{R}}$, avec la condition $E = h(h_0)/n(\vec{h}_0)$, dans laquelle $h(\vec{h}_0)$ et $n(\vec{h}_0)$ sont les transformées de Fourrier des intégrales $H(\vec{\rho})$ et $N(\vec{\rho})$, avec $\vec{\rho} = \vec{R}' - \vec{R}$. Pour donner un sens physique à $\vec{h}_0$, nous calculerons la valeur moyenne de l'opérateur $\vec{P}$ d'impulsion totale $\overline{\vec{P}} = \langle \Psi | \vec{P}_{op} | \Psi \rangle$. Éliminant $\vec{h}_0$ entre cette expression et la valeur de l'énergie exprimée précédemment, nous contrôlerons la validité de notre approximation en comparant la valeur calculée $E = f(\overline{\vec{P}})$ et la valeur correcte $E = E_0 + \dfrac{\overline{|\vec{P}|^2}}{2\pi}$.

Les résultats sont corrects si le modèle en couches est basé sur un potentiel harmonique, et pour la configuration décrivant l'état fondamental. Pour ce même potentiel, les résultats sont plus mauvais dans le cas de configurations décrivant des états excités au sens du modèle. Ils restent acceptables si cette excitation est faible et si le nombre atomique A est grand.

Le mouvement de vibration (de volume ou de surface) peut aussi être décrit par cette méthode.

Pour un nombre de nucléons suffisamment grand, l'équation intégrale peut être remplacée par une équation différentielle, dont les solutions sont soit du type oscillateur harmonique, soit du type fonctions sphéroïdes suivant les approximations permises par la valeur plus ou moins grande de la compressibilité du noyau (oscillation de volume) ou de sa résistance à la déformation (oscillation de surface).

Nous considérerons enfin le mouvement de rotation dans le cas simple d'un noyau pair-pair, admettant un axe de symétrie, dans une configuration interne telle que la composante du moment angulaire le long de cet axe est nulle, et une rotation possible autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie, décrite par un angle φ.

Avec une valeur $\rho = 1{,}2\ 10^{-13}$ cm du rayon élémentaire nucléaire, et une valeur correcte du moment quadrupolaire intrinsèque, on trouve les valeurs suivantes pour la différence d'énergie ε (en keV) entre les états $J = 2$ et $J = 0$:

Noyau	${}^{60}_{90}Nd^{150}$	${}^{62}_{92}Sm^{154}$	${}^{76}_{114}Os^{190}$ (1)
ε calculé	110	100	180
ε expérimental	230	82	135

la valeur expérimentale pour ${}^{76}Os^{190}$ étant extrapolée par rapport aux valeurs trouvées pour Os^{186}, ^{188}. Les écarts sont beaucoup plus grands si les moments d'inertie sont calculés sur la base d'un modèle hydrodynamique, puisqu'ils sont de l'ordre de 4. Étant donnée la grossièreté du modèle, il semble que notre méthode soit susceptible de décrire correctement le mouvement de rotation, et de donner une relation acceptable entre Q_0 et I.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 17, JUILLET 1956, PAGE 518.

SPECTRE DES PHOTOPROTONS DU CUIVRE IRRADIÉ PAR LES DEUX RAIES GAMMA DE 14,8 ET 17,6 MeV

Par R. CHASTEL,

Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France.

Le spectre des protons de la réaction $Cu(\gamma.p)Ni$ a été étudié à l'aide d'émulsions nucléaires, la réaction était produite sur une feuille de cuivre (mélange isotopique naturel de ${}^{63}_{29}Cu$ et ${}^{65}_{29}Cu$) par deux raies monochromatiques de 14,8 et 17,6 MeV d'intensités égales.

La température nucléaire du noyau résiduel a été obtenue pour une excitation de 10 MeV environ, le résultat [1] : $\Theta = 1{,}0 \pm 0{,}1$ MeV est en bon accord avec les déterminations faites par d'autres auteurs sur des noyaux voisins pour des énergies comparables.

La forme du spectre obtenu a été comparée à la forme prévue par le modèle d'évaporation en utilisant pour expression de la densité de niveaux la relation donnée par Weisskopf [2] :

$$\omega(E) = C \exp \sqrt{3{,}35\ (A - 40)^{1/2}\ E}$$

où E est l'énergie d'excitation du noyau résiduel et A son nombre de masse, C = Constante.

La courbe expérimentale du spectre montre que, pour le rayonnement gamma utilisé l'excès de photoprotons résultant de l'effet photoélectrique direct, dans la région des grandes énergies, est peu important et de l'ordre de 9 pour 100 [3].

Les résultats détaillés de cette expérience seront publiés ultérieurement.

BIBLIOGRAPHIE

[1] CHASTEL (R.), *C. R. Acad. Sc.*, **242**, 1956, 1440.
[2] Lecture Series in Nuclear Physics, Washington, 1947.
[3] CHASTEL (R.), *C. R. Acad. Sc.* (Sous presse).

ÉTUDE DE LA TRANSMUTATION DU CUIVRE PAR L'AZOTE, L'OXYGÈNE ET LE NÉON

Par Mmes H. FARAGGI, J. OLKOWSKY, Mlles J. BEYDON, M. CRUT
MM. R. CHAMINADE et A. PAPINEAU,
Physique Nucléaire, Saclay; Service des Radioéléments, Saclay et Institut du Radium.

Sommaire. — L'étude des rendements relatifs des radioéléments formés dans les réactions Cu + N, Cu + O et Cu + Ne, montre qu'il y a le plus souvent addition des deux noyaux suivie de l'évaporation de quelques particules. Toutefois, la comparaison des rendements expérimentaux à ceux prévus par la théorie statistique des réactions nucléaires témoigne d'un certain désaccord.

Abstract. — We have studied the relative yields of the radioelement formed in the transmutation of copper by nitrogen, oxygen and neon. The most probable mechanism of these reactions is the formation of a compound nucleus resulting from the addition of the two nuclei and followed by the evaporation of a few nucleon. Nevertheless, the quantitative comparison of experimental yields with the prediction of the evaporation theory shows certain discrepancies.

La pénétration d'un noyau par un « ion lourd » (carbone, oxygène, azote, néon), tel qu'il est accéléré dans les cyclotrons à fréquence fixe [1] apporte une énergie d'excitation relativement grande, de l'ordre de 30 à 60 MeV en moyenne et conduit à la formation d'un noyau intermédiaire de numéro atomique assez différent de celui du noyau cible. Par ailleurs, il est possible que l'ion lourd et le noyau cible ne fusionnent pas complètement, et qu'on assiste seulement à l'échange de quelques nucléons (« buckshot »).

Rendements relatifs ^{75}Br = 100

FIG. 1.

Nous avons étudié, à Saclay, la transmutation du cuivre par l'azote et l'oxygène [2]. Nous avons pu étendre cette étude par des irradiations de cuivre faites aux cyclotrons de Birmingham (azote) et de Stockholm (oxygène et néon), en collaboration avec le Dr Fremlin, de Birmingham, et le Dr Atterling, de Stockholm.

Nous n'avons retenu pour l'étude que les éléments dont l'activité spécifique était supérieure à quelques pour-cent de celle du brome 75 ; nous avons mesuré pour chacun d'eux le rendement relatif en cible épaisse rapporté à ^{75}Br = 100. Les résultats sont donnés dans le schéma fig. 1.

Discussion. — La formation de cuivre et de gallium peut être attribuée à un mécanisme d'échange, du type « buckshot ». Ceci ne représente qu'un faible pourcentage des éléments formés, qui, dans l'ensemble, relèvent d'un mécanisme d'évaporation. Dans cette hypothèse, nous avons cherché à comparer les rendements observés aux prévisions de la théorie statistique des réactions nucléaires.

Nous avons calculé, avec l'aide de M. Jacob, la distribution en énergie des premières particules émises dans le cas d'un neutron, d'un proton, d'un deutéron ou d'une particule α. L'évaporation de la première particule laisse le noyau dans un état d'excitation très élevé et un nombre relativement grand de particules doivent être émises, avant d'arriver à un noyau suffisamment froid pour être détecté.

On explique ainsi la formation abondante des séléniums et des arsenics, pour Cu + N ou Cu + O, des bromes pour Cu + Ne. Il est très difficile de rendre compte de la formation des éléments les plus lourds, tels que les bromes pour Cu + N et Cu + O, ou les strontiums, les rubidiums pour Cu + Ne.

Pour expliquer la formation d'éléments correspondant à la fusion quasi complète des deux noyaux, il faut remettre en cause certains des éléments du calcul théorique c'est-à-dire :

1) supposer que les premières particules émises emportent plus d'énergie que ne le prévoit la théorie ;

2) supposer que la désexcitation par émission γ d'un noyau fortement excité n'est pas négligeable devant la désexcitation par émission de particules ;

3) supposer que des ions lourds d'énergie très inférieure à la barrière peuvent néanmoins pénétrer dans le noyau, par suite des déformations respectives des deux noyaux.

De nouvelles expériences permettraient sans doute de trancher entre ces différentes hypothèses. Quoi qu'il en soit, l'étude des transmutations par les ions lourds peut apporter une contribution intéressante à la théorie des réactions nucléaires à moyenne énergie.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Walker (D. H.), *Progr. Nuclear Physics*, 1955, **4**, 215.

[2] Beydon et al., *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 11, 890-891.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 17, JUILLET 1956, PAGE 520.

RÉACTIONS (γ, n)

Par R. BASILE et C. SCHUHL,
Institut du Radium et Service de Physique Nucléaire, Saclay.

Sommaire. — Étude des discontinuités dans les courbes d'activation de $^{16}O(\gamma, n)^{15}O$, $^{31}P(\gamma, n)^{30}P$ et $^{35}Cl(\gamma, n)^{34}Cl^*$.

Abstract. — Studies of the breaks in the activation curves of the photonuclear reactions $^{16}O(\gamma, n)^{15}O$, $^{31}P(\gamma, n)^{30}P$ and $^{35}Cl(\gamma, n)^{34}Cl^*$. The results are published.

Déjà publié :

Basile (R.) et Schuhl (C.). — Sur les courbes d'activation par réaction (γ, n) près du seuil. *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, p. 2399-2401.

Schuhl (C.) et Basile (R.). — Sur la courbe d'activation de la réaction ^{31}P (γ, n) ^{30}P près du seuil. *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, p. 2512-2514.

Basile (R.), Schuhl (C.) et Sebaoun (W.). — Courbe d'activation du chlore par la réaction ^{35}Cl (γ, n) $^{34}Cl^*$ au voisinage du seuil, à l'aide d'un bétatron de 22 MeV. *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, p. 387-389.

II. RADIOACTIVITÉ

LES NIVEAUX EXCITÉS DES NOYAUX DÉFORMÉS

Par N. MARTY,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France.

Sommaire. — Rappel des conditions d'existence et des propriétés (énergie-spin) des niveaux excités des noyaux attribuables à des mouvements collectifs de rotation :

a) noyaux pair pair ;

b) noyaux impairs.

Influence des niveaux excités de particules d'énergie peu élevée. Existence de transitions E_1 émises de niveaux faiblement excités. Interprétation dans le cas des noyaux impairs, de ces transitions E_1 ainsi que des propriétés des autres états excités par les modifications des niveaux de particules dans les noyaux fortement déformés. Exemple schémas de ^{175}Lu et de ^{153}Eu.

Abstract. — Short review of the conditions of existence and properties (energy and spin) of the excited levels due to rotational motion :

a) even even nuclei ;

b) odd nuclei.

Structure of particle levels in deformed nuclei, evidence of E_1 transitions.

On connaissait avec précision, depuis les premières années de la radioactivité, les énergies de certaines transitions γ, fortement converties, accompagnant la désintégration de corps radioactifs naturels. Le développement et l'apparition de techniques nouvelles a permis dans ces dix dernières années une étude beaucoup plus détaillée des schémas de niveaux des noyaux formés à partir d'isotopes radioactifs : perfectionnement de la spectrométrie α et β, mise au point de la spectrométrie γ à l'aide des compteurs à scintillations et des compteurs proportionnels ; enfin développement des méthodes de coïncidences, et en particulier des coïncidences rapides qui permettent de mesurer des périodes de l'ordre de 10^{-10} s, et adaptation de ces méthodes aux mesures de corrélations angulaires.

Parallèlement le calcul des coefficients de conversion dans les couches K et L, calcul qui se poursuit encore actuellement, a permis de déterminer avec certitude la nature des rayonnements d'après leurs coefficients de conversion.

Un grand nombre des résultats expérimentaux ainsi rassemblés pouvait s'expliquer d'après l'hypothèse du modèle en couche de Jensen-Mayer [1], [2] surtout dans le cas des noyaux de numéro atomique Z faible ou moyen, ou au voisinage des couches saturées.

Il restait cependant tout un domaine où il n'était pas possible d'interpréter de façon satisfaisante le nombre sans cesse croissant de données expérimentales : celui des noyaux qui ont un nombre de protons et de neutrons s'écartant fortement des nombres magiques ; un premier groupe est constitué par les noyaux de numéro atomique compris entre 60 et 80, leur nombre de neutrons étant compris entre 88 et 120 ; le deuxième groupe est constitué par les noyaux très lourds : $Z > 88$ et $N > 136$.

Prenons par exemple deux noyaux $^{100}_{69}$Tm^{169} et $^{104}_{71}$Lu^{175} dont le nombre de protons diffère de deux : leurs spins mesurés sont respectivement 1/2 et 7/2. Klinkenberg [3] justifie ces valeurs en supposant que pour ^{169}Tm, la couche $g_{7/2}$ est totalement remplie, les couches $d_{5/2}$ et $h_{11/2}$ sont partiellement occupées, un proton non couplé occupant la couche $s_{1/2}$ donne son spin au noyau ; pour ^{175}Lu au contraire le spin 7/2, provient de ce que la couche $g_{7/2}$ a un nombre impair de particules. Pour les niveaux excités, les interprétations possibles sont encore plus nombreuses en raison du grand nombre de sous-couches d'énergie voisine.

C'est aussi dans ce domaine de nombre de masses que les noyaux présentent un moment quadrupolaire élevé (les moments quadrupolaires ont surtout été mesurés pour des noyaux du groupe 1). Ceci conduit à penser que les noyaux qui ont un grand nombre de neutrons et de protons en dehors des couches fermées sont très déformés ; on doit alors s'attendre à des mouvements d'ensemble de la masse nucléaire ; c'est ce qu'a considéré A. Bohr [4], [5], [6] dans sa théorie du modèle unifié. En première approximation les mouvements du noyau sont séparés en mouvements intrinsèques des nucléons par rapport au champ nucléaire lente-

ment variable et en mouvements collectifs de rotation et de vibration ; la fonction d'onde est alors du type $\psi = X_{\text{nucl}} \cdot \varphi_{\text{vib}} \cdot D_{\text{rot}}$.

Ceci est justifié dans l'hypothèse du couplage fort. Si l'on considère que les noyaux déformés ont un axe de symétrie, le vecteur moment angulaire total $\vec{j}$ des particules a un mouvement de précession rapide autour de l'axe de symétrie z', sa projection Ω sur cet axe reste constante (voir *fig.* 1).

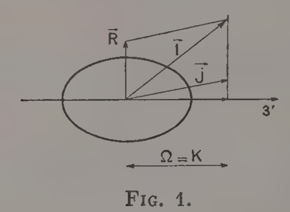


Fig. 1.

Les mouvements de rotation du noyau sont lents et préservent sa forme. Le moment angulaire nucléaire total $\vec{I}$ défini par ses projections M sur un axe fixe et K sur l'axe de symétrie du noyau, est la somme du moment angulaire $\vec{j}$ des particules et du moment angulaire collectif de rotation $\vec{R}$; celui-ci dans le cas de mouvements irrotationnels est perpendiculaire à l'axe de symétrie : on a $\Omega = K$ et à l'état fondamental où $R = 0$, $\Omega = K = I$. Lorsque R est différent de 0, apparaissent les niveaux excités de rotation.

Dans les noyaux pair-pair l'énergie de ces états est donnée par

$$E_{\text{rot}} = \frac{h^2}{2\mathcal{J}} I(I+1) \qquad (1)$$

où $\mathcal{J}$ est le moment d'inertie du noyau ; le spin ne pouvant prendre que les valeurs paires 0, 2, 4, 6 : les niveaux de rotation ont toujours la même parité que le niveau fondamental. On doit donc s'attendre à observer dans les noyaux pair-pair un premier niveau excité de spin 2 de faible énergie ; des noyaux de déformation semblable auront des moments d'inertie voisins, les niveaux excités auront alors des énergies voisines ; c'est effectivement ce que l'on observe, les noyaux du groupe 1 ($155 < A < 185$) ont un premier niveau 2 + d'énergie voisine de 100 keV ; les noyaux très lourds du groupe 2 ont leur premier niveau excité de spin 2 + d'énergie voisine de 60 keV. On trouve aussi dans un grand nombre de cas un deuxième état excité de spin 4, le rapport des énergies des niveaux 4 + et 2 +, E_4/E_2 est bien de l'ordre de $\frac{10}{3}$. Ceci est d'autant plus remarquable que dès qu'on se rapproche de la région des couches saturées, l'énergie des premiers niveaux excités s'élève, le 2e niveau excité a souvent un spin 2 + [7]. Par exemple alors que les noyaux ${}^{90}_{62}\text{Sm}^{152}$, ${}^{90}_{64}\text{Gd}^{154}$, ${}^{92}_{64}\text{Gd}^{156}$ présentent bien un spectre de rotation pour leurs deux premiers états excités, le rapport E_4/E_2 pour ${}^{88}_{62}\text{Sm}^{150}$ et ${}^{88}_{64}\text{Gd}^{192}$ est 2,2, il semble qu'il y ait une discontinuité des propriétés des noyaux lorsque le nombre de neutrons passe de 88 à 90.

Enfin nous citerons l'exemple maintenant classique de ${}^{180}_{72}\text{Hf}$ où l'on observe un spectre de rotation avec des niveaux de spin 2 +, 4 +, 6 +, 8 + ; le léger écart entre les valeurs expérimentales de l'énergie des niveaux et les valeurs théoriques calculées d'après la formule (1) est dû à l'existence à des énergies de l'ordre de 2 à 3 MeV de niveaux de vibration. L'interaction de ces mouvements de vibration avec les mouvements de rotation, plus importante lorsque ces derniers ne sont plus extrêmement lents donne lieu à un terme correctif négatif proportionnel à $- I^2 (I + 1)^2$. L'accord entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées, compte tenu de ce terme correctif, est très bon.

Dans les noyaux de A impair, la théorie des niveaux de rotation prévoit des niveaux excités de spin $I = I_0$, $I_0 + 1$, $I_0 + 2$ où I_0 est le spin du niveau fondamental ; leur énergie étant

$$E_{\text{rot}} = \frac{h^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - I_0(I_0+1)]. \qquad (2)$$

Dans le cas où $\Omega = 1/2$, le moment orbital des particules peut avoir une composante nulle le long de l'axe de symétrie, le spin de la particule est alors partiellement découplé du mouvement de rotation ; l'expression de l'énergie des niveaux de rotation présente un terme supplémentaire :

$$E_{\text{rot}} = \frac{h^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - a(-1)^{I+1/2}(I+1/2)] \qquad (3)$$

Ces prévisions ont été amplement vérifiées dans l'étude des niveaux excités obtenus par désintégration α, β et capture électronique et surtout par excitation coulombienne des noyaux dans le domaine de Z compris entre 60 et 80. Le schéma des niveaux de ${}^{100}_{69}\text{Tm}^{169}$ [8] donne un exemple des niveaux de rotation d'un noyau pour lequel $\Omega = 1/2$; les énergies des transitions des premiers et deuxième niveau ont permis de déterminer $\mathcal{J}$ et a ; on en déduit alors les énergies des niveaux 3 et 4 en bon accord avec les valeurs expérimentales.

Jusqu'à présent nous n'avons considéré qu'une famille de niveaux de rotation ; s'il existe des niveaux excités de particules ayant des énergies peu élevées, on doit s'attendre à une interaction entre les états de rotation des deux familles [9] ; en fait il n'y a mélange important des états que pour les niveaux de même spin appartenant à deux bandes de moment angulaire total K et $K + 1$. Dans le schéma de niveaux de ${}^{183}\text{W}$ [10]

où l'on a pu montrer l'existence de deux bandes de rotation pour lesquelles $K = 1/2$ et $3/2$ les valeurs expérimentales des énergies des niveaux sont plus élevées que celles calculées d'après la formule (3) ; on retrouve bien les valeurs expérimentales si l'on fait intervenir le terme correctif dû à l'interaction entre les deux bandes de rotation [9].

Cependant un certain nombre de faits ne peuvent s'expliquer par les considérations précédentes : On a mis en évidence dans plusieurs noyaux lourds de Z et A pairs ou de A impair des transitions dipôle électrique E_1 émises de niveaux proches du fondamental. Nous avons représenté figure 2 les schémas

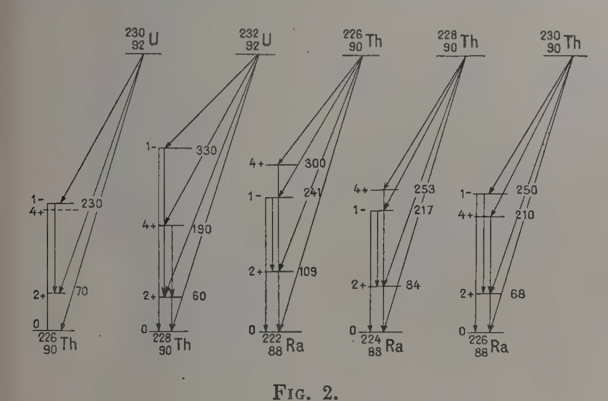


FIG. 2.

de niveaux des noyaux où apparaissent ces transitions [11], [12], [13]. La nature 1 — du niveau de départ a été établie par corrélations angulaires entre α et γ, d'après le coefficient de conversion des photons ainsi que d'après les intensités relatives des photons émis de ce niveau aux niveaux 0 et 2 +.

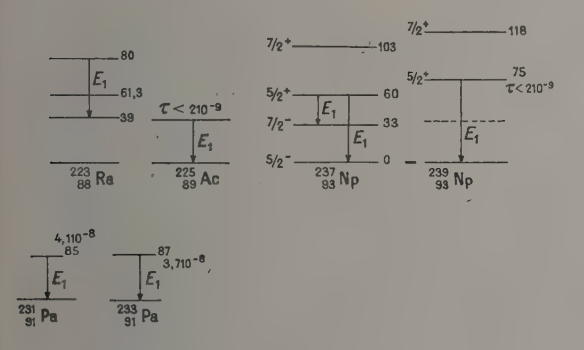


FIG. 3.

Des transitions semblables E_1 [14], [15], [16], [17], [18], [19] ont été trouvées dans les noyaux lourds de A impair ; les mieux établies sont rassemblées figure 3. Dans le cas de $^{237}_{93}$Np et $^{239}_{93}$Np, les désintégrations α importantes aboutissent aux niveaux de parité +, 5/2 +, 7/2 + et 9/2+, niveaux de rotation de la famille $K = 5/2$; les transitions au niveau fondamental de parité — sont faibles. On peut aussi indiquer l'existence des transitions E_1 dans les noyaux $^{231}_{91}$Pa et $^{233}_{91}$Pa ; elles ont une période très longue (de l'ordre de $4\ 10^{-8}$ s) alors que pour les transitions E_1 de $^{225}_{89}$Ac et $^{239}_{93}$Np les périodes des E_1 sont inférieures à $2\ 10^{-9}$.

D'autres transitions E_1 ont été mises en évidence pour des noyaux du groupe 1 ; nous en parlerons par la suite plus en détail.

Ces niveaux de spin peu différent et de parité opposée à ceux des niveaux avoisinants ne sont pas dus à des mouvements collectifs, ils s'expliquent difficilement si l'on se réfère à la succession des niveaux prévue par le modèle en couche de Jensen-Mayer.

Rasmussen [20] a donné une première interprétation de ces transitions E_1. Si l'on admet un couplage fort entre les mouvements des particules individuelles et les déformations de surface du noyau, il peut y avoir des transitions entre états qui ont des fonctions d'ondes relatives aux particules extrêmement différentes et cependant des spins voisins.

Cette interprétation de Rasmussen s'est trouvée justifiée par les calculs complets réalisés par Nilsson [21]. Reprenant les hypothèses de base du modèle collectif unifié par A. Bohr suivant lesquelles on peut séparer, pour un noyau très déformé, les fonctions d'ondes relatives aux mouvements des particules des fonctions d'ondes relatives aux mouvements collectifs, Nilsson calcule les fonctions d'ondes des particules dans le champ correspondant à un noyau déformé — ce champ sera celui d'un noyau présentant un axe de symétrie et un plan de symétrie perpendiculaire à cet axe. Il choisit pour l'hamiltonien de la particule la forme suivante :

$$H = H_0 + C\bar{l}\,\bar{s} + D\bar{l}^2 \qquad (4)$$

H_0 est lui-même séparable en deux termes, l'un présentant une symétrie sphérique, l'autre H_δ, proportionnel au facteur δ de déformation, représente le couplage de la particule à l'axe de symétrie du noyau. Le terme en $\bar{\delta}\,\bar{s}$ est le terme habituel du couplage spin-orbite, le terme en $\bar{l}^2$ a pour effet d'abaisser les états de grand moment angulaire. Les constantes C et D ont été déterminées de façon à retrouver la suite des niveaux indiqués par Klinkenberg lorsque le facteur de déformation δ est nul. Nilsson obtient ainsi en fonction du facteur de déformation δ, l'énergie des différents niveaux caractérisés par leur nombre quantique Ω et par leur parité, plusieurs niveaux peuvent avoir même

valeur de Ω et même parité ; chaque niveau de Ω et de parité donnés est dû à la superposition avec des poids différents de contributions de fonctions d'ondes relatives à différents moments orbitaux ; par exemple un niveau $\Omega = 3/2$ — correspond à des fonctions d'ondes de particules de moment orbital 5,3 et 1.

Des comparaisons avec les résultats expérimentaux ont été faites par Mottelson et Nilsson [22] dans le cas de noyaux du groupe 1 ; pour obtenir un meilleur accord les auteurs ont été amenés à modifier légèrement les coefficients ajustables qui figurent dans l'hamiltonien (4) pour un nombre de protons compris entre 50 et 82. Le facteur de déformation δ qui est assimilable au facteur β de déformation de Bohr et Mottelson ($\delta \simeq 0{,}95\ \beta$) a été calculé pour chaque noyau à partir du moment quadrupolaire Q_0, qui est lui-même déterminé d'après les valeurs données par l'excitation coulombienne des noyaux.

Les spins et parités à l'état fondamental semblent justifier les calculs de Nilsson ; ceux-ci facilitent aussi l'interprétation de certains états excités en particulier des états de spins voisins et de parités opposées entre lesquels ont lieu des transitions E_1.

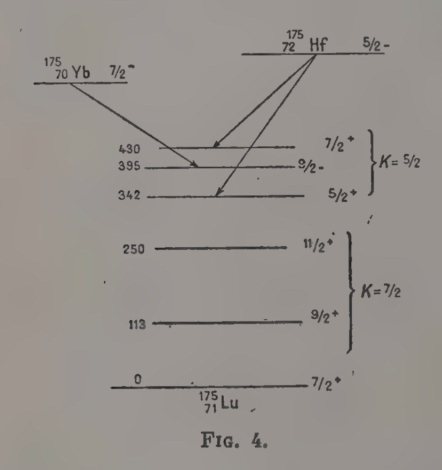


Fig. 4.

Nous prendrons comme exemples les niveaux de $^{175}_{71}$Lu et $^{153}_{63}$Eu. Dans le premier [23], [24], [25], [26], [27] [28] (*fig.* 4), l'état fondamental est $\Omega = 7/2 +$, les niveaux à 113 et 250 keV mis en évidence par excitation coulombienne ainsi que dans les désintégrations de $^{175}_{70}$Yb et $^{175}_{72}$ Hf pour le niveau de 113 keV, sont les niveaux de rotation du fondamental et ont pour spin 9/2 et 11/2 et la parité +. Le niveau à 395 keV apparaît dans la désintégration $^{175}_{70}$Yb ; d'après la valeur de *ft* du spectre β aboutissant à ce niveau, les corrélations angulaires entre les photons de 282 et 113 keV, les intensités relatives des photons de 395 et 282 keV on peut attribuer au niveau de 395 keV le caractère 9/2. — Les niveaux de 342 et 430 keV atteints lors de la désintégration de ^{175}Hf peuvent être considérés comme le fondamental et le premier état excité d'une bande de rotation $\Omega = K = 5/2$, de parité +. D'après les courbes données par Mottelson et Nilsson on prévoit effectivement pour un noyau de numéro atomique $Z = 71$ et de déformation $\delta = 0{,}28$ des sous-couches voisines $\Omega = 7/2 +$, $\Omega = 5/2 +$ et $\Omega = 9/2 -$ (1).

Le cas de $^{153}_{63}$Eu est plus complexe [27], [29], [30], [31] (*fig.* 5), le fondamental est caractérisé par $\Omega = 5/2 +$. Les niveaux à 84 et 194 KeV ont été obtenus par excitation coulombienne et aussi, avec une intensité très faible, dans la désintégration de $^{153}_{62}$ Sm pour le premier, ce sont les niveaux de rotation 7/2 +, 9/2 + du fondamental. Les niveaux à 103 et 172 keV apparaissent dans la désintégration de $^{153}_{62}$Sm et $^{153}_{64}$Gd, on a été conduit à leur attribuer les caractéristiques 3/2 + et 1/2 +.

Enfin dans la désintégration de ^{153}Gd apparaît le niveau à 98 keV qui se désexcite par émission d'un photon très faiblement converti qui ne peut

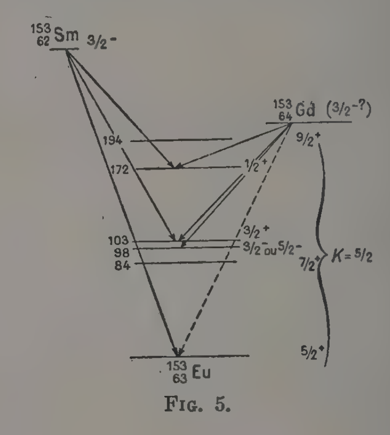


Fig. 5.

être qu'un dipôle électrique ; ce doit être un niveau 3/2 — ou 5/2 —. Les courbes théoriques des énergies de niveaux font apparaître pour un nombre de protons voisin de 63 et une déformation $\delta = 0{,}3$ des niveaux successifs 5/2 +, 3/2, +, 1/2 + : des niveaux 3/2 — et 5/2 — existant aussi dans ce domaine avec des énergies inférieures à celle du niveau 5/2 + mais peu différentes.

Si, comme nous venons de le voir, le modèle unifié permet d'expliquer un grand nombre des propriétés des niveaux excités des noyaux déformés, les schémas établis avec certitude sont encore peu nombreux. Bien des points restent à préciser et à comparer aux prévisions théoriques, en particulier les intensités relatives des diverses transitions et les périodes de ces états excités.

(1) Cette interprétation est en bon accord avec celle donnée récemment par Chase et Wilets (*Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1038).

BIBLIOGRAPHIE

[1] MAYER (M. G.), *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1969.
[2] HAXEL (O.), JENSEN (J. H. D.), SUESS (H. E.), Z. *Physik*, 150, **128**, 295.
[3] KLINKENBERG (P. F. A.), *Rev. mod. Physics*, 1952, **24**, 63.
[4] BOHR (A.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1952, **26**, n° 14.
[5] BOHR (A.) et MOTTELSON (B.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1953, **27**, n° 16.
[6] BOHR (A.), Rotational states of atomic nuclei, Munksjaards, 1954.
[7] SCHARFF-GOLDHABER (G.), WENESER (J.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 212.
[8] JOHANSSON (S. A. E.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 835.
[9] KERMAN (A. K.), En cours de publication à *Dan. Mat. Fys. Medd.*
[10] MURRAY (J. J.), BŒHM (F.), MARMER (P.), DU MOND (J. W. M.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1007.
[11] STEPHENS (Jr. F.), ASARO (F.), PERLMAN (I.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1568 ; *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1543.
[12] SCHARFF-GOLDHABER (G.), DER MATEOSIAN (E.), HARBOTTLE (G.), MCKEOWN (M.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 180.
[13] FALK-VAIRANT (P.), PETIT (G. Y.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 296.
[14] ASARO (F.), PERLMAN (I.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1423.
[15] PERLMAN (I.), STEPHENS Jr. (F.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 262.
[16] STROMINGER (D.), RASMUSSEN (J. O.), *Phys. Rev.* 1955, **100**, 844.
[17] ENGELKEMEIR (D.), MAGNUSSON (L. B.), *Phys. Rev.* 1954, **94**, 1395.
[18] FRILLEY (M.), ROSENBLUM (S.), VALADARÈS (M.), BOUISSIÈRE (G.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 45.
[19] MILSTED (J.), ROSENBLUM (S.), VALADARÈS (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 700.
[20] RASMUSSEN Jr. (J. O.), *Ark. Fys.*, 1953, Bd **7**, N16.
[21] NILSSON (S. G.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1955, **29**, n° 16.
[22] MOTTELSON (B. R.), NILSSON (S. G.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1615.
[23] MARTY (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 633.
[24] DE WAARD (H.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 445.
[25] AKERLIND, HARTMANN, WIEDLING, *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 448.
[26] MIZE (J. P.), BUNKER (M. E.), STARNER (J. W.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1390.
[27] HEYDENBURG (N. P.), TEMMER (G. M.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 150.
[28] MCCLELLAND (M.), MARK (H.), GOODMAN (C.), *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1191.
[29] BERNSTEIN (E. M.), LEWIS (H. W.), *B. A. P. S.*, 1956, vol. **1**, 41.
[30] MARTY (N.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 458.
[31] MARTY (N.), VERGNES (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1438.

INFLUENCE DE LA CAPTURE K SUR LES CORRÉLATIONS ANGULAIRES

Par P. LEHMANN et J. MILLER,
Service de Physique Nucléaire, Saclay.

Sommaire. — L'anisotropie différentielle de la corrélation angulaire de la cascade γ(170 keV)-γ(250 keV) de ^{111}In est étudiée dans des sources polycristallines ioniques et métallique. Avec la source métallique on obtient la variation $A(t)$ prévue dans le cas d'une interaction quadrupolaire électrique statique. Dans les sources ioniques la capture K introduit des champs fluctuants.

Abstract. — The differential anisotropy of the angular correlation of the cascade 170 keV-250 keV from ^{111}In has been measured using ionic and metallic polycristalline sources. With a metallic source, the variation $A(t)$ expected from a static electric quadrupole interaction is found. In the ionic sources, fluctuating fields resulting from the K capture are present.

Abragam et Pound [1] ont étudié la théorie de la perturbation des corrélations angulaires γ-γ par les champs extérieurs présents à l'emplacement du noyau radioactif. La perturbation peut être due soit à l'interaction entre le moment magnétique nucléaire dans l'état intermédiaire et un champ magnétique (électronique, moléculaire...) soit à l'interaction entre le moment quadrupolaire électrique et un gradient de champ électrique (cristallin...). Ils ont pu prévoir que, dans le cas de champs statiques et de sources polycristallines, la valeur absolue $|A|$ de l'anisotropie totale $A = \dfrac{N(180^o) - N(90^o)}{N(90^o)}$ tend vers une limite inférieure non nulle (« hard core ») lorsque l'interaction augmente. L'anisotropie différentielle $A(t)$ (anisotropie en fonction du temps séparant l'émission des deux gamma) varie périodiquement en fonction du temps.

En étudiant la cascade γ(150 keV) — γ(250 keV) de désexcitation de ^{111}Cd * dans une source polycristalline de SO_4Cd, nous avons pu vérifier [2] que l'allure générale de la variation de $A(t)$ est bien celle prévue par Abragam et Pound dans le cas d'une interaction quadrupolaire électrique statique.

Dans ^{111}In une capture K précède l'émission de la cascade γ(170 keV) — γ(250 keV). Après capture K l'atome de cadmium est laissé dans un état excité. Le trou de la couche K se propage vers les couches extérieures, le phénomène étant accompagné de l'émission de raies X et d'électrons Auger. Après un temps de l'ordre de 10^{-14} s, l'atome est laissé dans un état ionisé, avec un ou plusieurs trous dans la couche extérieure. Il reviendra à son état fondamental plus ou moins rapidement suivant que le milieu ambiant est conducteur ou isolant. On conçoit aisément que durant ce temps peuvent exister des champs fluctuants à l'emplacement des noyaux de cadmium : les résultats précédents d'Abragam et Pound ne sont plus valables.

Il nous a paru intéressant d'étudier l'anisotropie différentielle, d'une part dans des cristaux ioniques tels que In_2O_3 et $In(OH)_3$, d'autre part dans un milieu conducteur tel que In métal.

L'appareillage se compose essentiellement de deux compteurs à scintillations associés à un circuit à coïncidences du type « rapide-lent » [2]. Le pouvoir de résolution τ défini par :

$$N_{acc} = 2\tau\, N_1 N_2$$

était de 2.10^{-9} et 5.10^{-9} dans cette série d'expériences.

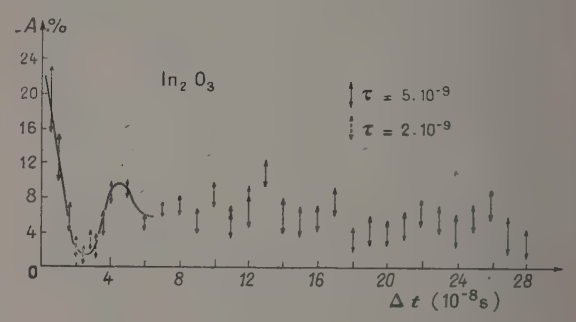


FIG. 1.

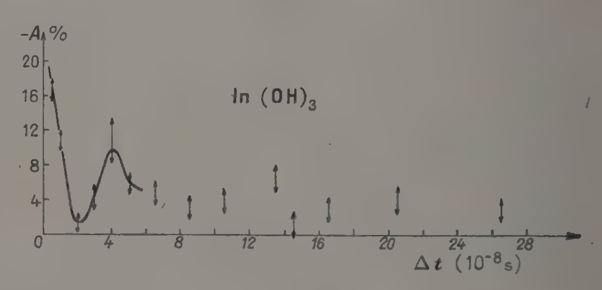


FIG. 2.

Les sources étaient obtenues par irradiation de cibles de cadmium soit au cyclotron du Collège de France, soit à celui de Zurich. Un traitement chimique approprié nous donnait les sources polycristallines de In_2O_3, $In(OH)_3$ et In métal.

Les résultats sont présentés dans les figures 1, 2 et 3. L'anisotropie au temps zéro, égale à $0{,}191 \pm 0{,}028$ (*fig.* 1) est, en bon accord avec les mesures d'autres auteurs [3], dans des sources où la corrélation angulaire n'est pas perturbée (sources liquides en particulier).

In_2O_3 et $In(OH)_3$ sont des cristaux de structure cubique où les gradients de champ électrique sont pratiquement nuls. En l'absence de capture K, l'anisotropie ne serait pas perturbée ou très peu. Il est raisonnable de penser que la forme des courbes au début est due à une interaction magnétique noyau-couches électroniques pendant le temps où l'atome radio-actif est ionisé. Dans les cristaux ioniques ce temps [4] est de l'ordre de quelques 10^{-8} s. Lorsque l'atome de cadmium est revenu à son état fondamental, subsisterait seule une faible interaction quadrupolaire électrique, due par exemple à des imperfections dans la structure cristalline.

Dans le cas d'une source métallique au contraire l'atome de cadmium revient à son état fondamental dans un temps de l'ordre de 10^{-12} s, les trous de la couche extérieure étant rapidement comblés par des électrons de la bande de conduction lorsque le premier gamma est émis, l'atome est déjà dans son état fondamental ; la structure cristalline étant tétragonale, on a un gradient de champ électrique à symétrie axiale, et nous obtenons effectivement la courbe de variation $A(t)$ prévue par Abragam et Pound dans le cas de l'interaction quadrupolaire électrique statique. La courbe tracée sur la figure 3 est celle que l'on peut déduire des calculs d'Abragam et Pound connaissant l'anisotropie totale perturbée mesurée par différents auteurs [5]. Nous

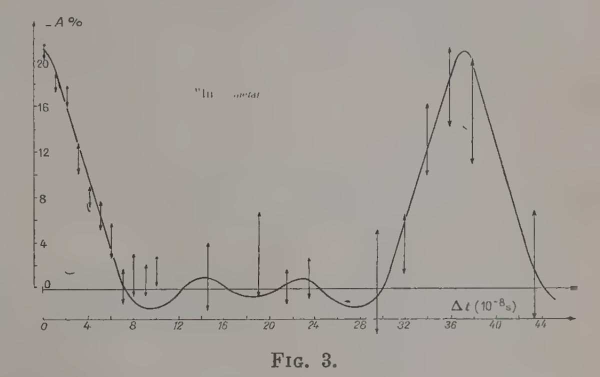


Fig. 3.

mesurons ainsi une interaction quadrupolaire électrique $e\,Q \dfrac{\partial^2 V}{\partial z^2} / \hbar$ de l'ordre de 20 Mc.

Nous remercions les équipes des cyclotrons du Collège de France et de Zurich des irradiations qu'ils ont eu l'amabilité d'effectuer pour nous. Nous remercions également Mlle Beydon du C. E. A. et ses collaboratrices qui se sont chargées de la préparation chimique des sources.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Abragam (A.) et Pound (R. V.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 943.

[2] Lehmann (P.) et Miller (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 298.

[3] Hemmig et Steffen (R. M.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 832. Albers-Schönberg (H.) et al., *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 322.

[4] Frauenfelder (H.), Beta and gamma-ray spectroscopy ; ed. Siegbahn, p. 591.

[5] Steffen (R. M.), *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 1119. Albers-Schönberg (H.) et al., *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 199.

UNE MÉTHODE POSSIBLE DE DÉTERMINATION DU SIGNE DU MOMENT QUADRUPOLAIRE DE ^{111}Cd

Par R. OMNES,
Service de Physique Mathématique, Saclay.

Sommaire. — On montre que la mesure de la corrélation angulaire de photons polarisés dans une cascade nucléaire permet la détermination du signe du moment quadrupolaire.

Abstract. — The angular correlation of polarised gamma rays in a nuclear cascade gives the sign of quadrupolar moment.

Considérons une cascade de deux transitions radiatives d'un noyau entre les niveaux de spins I_1 et I d'une part, I et I_2 de l'autre. La corrélation angulaire de cette cascade peut être perturbée par l'action de champs extérieurs à l'atome, en particulier le champ cristallin agissant par l'intermédiaire du moment quadrupolaire électrique Q du niveau intermédiaire.

Dans le cas où les polarisations des rayons γ ne sont pas observées, la fonction de corrélation angulaire ne dépend que de la valeur absolue de Q et non de son signe qui pourrait cependant fournir de précieux renseignements sur la structure du noyau.

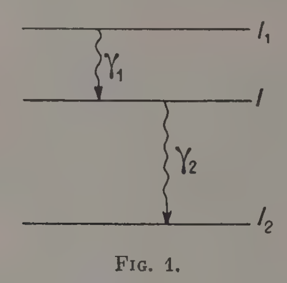


Fig. 1.

On peut comprendre l'indépendance par rapport au signe de Q de la façon suivante : l'émission d'un photon γ non polarisé laisse égales les populations statistiques de deux états intermédiaires caractérisés par les nombres quantiques magnétiques $+ m$ et $- m$.

L'hamiltonien d'interaction du gradient de champ électrique (supposé à symétrie cylindrique) et du moment quadrupolaire est donné par :

$$H_Q = \frac{eQ \dfrac{\partial Ez}{\partial z}}{4I(2I-1)} [3I_z^2 - I(I+1]$$

il donne lieu à une précession de $\vec{I}$ dont la fréquence, qui dépend de $|m|$, est multiple de la fréquence fondamentale :

$$\omega_0 = \frac{3}{2I(2I-1)} \frac{eQ}{\hbar} \frac{\partial Ez}{\partial z} \quad \text{pour un spin } I \text{ demi-entier.}$$

Par suite de cette double dégénérescence, la corrélation est symétrique par rapport au plan défini par l'axe cristallin et la direction d'émission du 1er photon. Si donc on désigne par $W(t)$ la fonction de corrélation « retardée », elle est nécessairement paire en $\omega_0 t$ et ne permet pas de déterminer le signe de ω_0, ni donc de φ.

MM. A. Abragam, et J. Horowitz ont suggéré que cette dégénérescence de symétrie pourrait être levée en déterminant la polarisation de l'un des photons.

Dans le cas de la cascade du cadmium 111 où le moment quadrupolaire a été déterminé par le groupe de Zurich [1], le calcul a été fait pour la corrélation en fonction du temps t séparant l'émission de γ_1 et γ_2 dans les deux cas suivants :

1) Polarisation circulaire de γ_1 déterminée, la direction de γ_1 étant à $\frac{\pi}{2}$ de l'axe cristallin, celle de γ_2 à $\frac{\pi}{4}$.

$$W(t, \theta) = Wn.p + Wp$$

$$Wn.p = 1 + 0.00328 \cos 2\theta \cos \omega_0 t - 0.0164 \cos 2\theta \cos 3\omega_0 t$$

$$Wp = 0.0208 \sin \theta \sin \omega_0 t + 0.0513 \sin \theta \sin 2\omega_0 t + 0.00122 \sin 2\theta \sin 3\omega_0 t.$$

θ désignant l'angle entre la direction d'émission de γ_1 et la projection de la direction de γ_2 sur le plan perpendiculaire à l'axe cristallin.

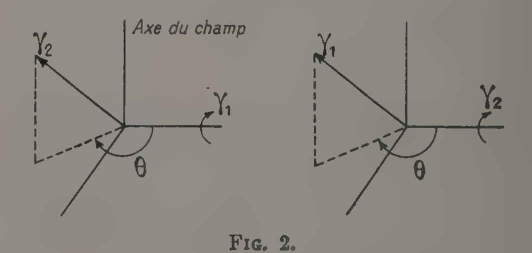


Fig. 2.

2) Détermination de la polarisation de γ_2.

$$Wn.p = 1 - 0.00956 \cos 2\theta \cos \omega_0 t - 0.0078 \cos 2\theta \cos 3\omega_0 t$$

$$Wp = 0.0315 \sin \theta \sin \omega_0 t + 0.0202 \sin \rho \sin 2\omega_0 t.$$

La polarisation des rayons γ pourrait être déterminée par effet Compton comme l'ont fait Wheatley et al. dans le cas de ^{60}Co. Cependant, cette mesure est d'autant plus difficile que l'énergie des photons est plus faible et il semble que l'on soit, dans le cas de ^{111}Cd, à la limite extrême d'application de la méthode. Il est préférable d'étudier la polarisation de γ_2 plus énergique que γ_1.

Pour la même raison, la méthode pourrait se montrer plus efficace dans le cas d'autres cascades (^{204}Pb par exemple) qui donnent lieu à des γ plus énergiques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Albers-Schönberg, Alber, Heer, Novey, Scherrer, *Proc. Phys. Soc.*, 1953, A **66**, 952.

[2] Wheatley, Huiskamp, Diddens, Steenland, Tolhoek, *Physica*, 1955, **11**, 841.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 17, JUILLET 1956, PAGE 529.

NOUVELLE DÉTERMINATION DE LA DIFFÉRENCE DES PÉRIODES DU ^{7}Be MÉTALLIQUE ET DU $^7BeF_2$

Par R. BOUCHEZ,
Institut Fourier, Laboratoire de Physique Nucléaire, Grenoble.

J. TOBAILEM,
Centre d'Études Nucléaires de Grenoble.

J. ROBERT, R. MUXART, R. MELLET, P. et R. DAUDEL,
Institut du Radium, Laboratoire Curie, Paris.

Sommaire. — La différence des périodes radioactives du ^{7}Be métallique et du $^7BeF_2$ a été remesurée. On a obtenu :

$$\frac{\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{BeF}_2)}{\lambda} = (1,2 \pm 0,1)\, 10^{-3}.$$

Abstract. — New experiments were made on the comparison between decay constant of ^{7}Be metal and $^7BeF_2$. The measurements gave the above value.

Voir *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, p. 363.

LA CAPTURE D'ÉLECTRONS *L* ET LES RENDEMENTS DE FLUORESCENCE *K*. DISCUSSION DES DERNIERS RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Par Mme JEANNE LABERRIGUE-FROLOW, MM. PIERRE RADVANYI et MICHEL LANGEVIN,
Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France.

Sommaire. — Discussion des mesures du rapport capture L/K et leur relation avec le rendement de fluorescence K, R_K. Des mesures de R_K ont été faites sur ^{*99}Tc et ^{*115}In, et on a calculé une nouvelle courbe semi-empirique donnant R_K en fonction de Z. Avec les nouvelles valeurs de R_K, les désaccords entre expériences et théorie sont moindres, mais restent notables.

Abstract. — Discussion of the L/K capture ratio measurements and their dependance on the K fluorescence yield R_K. Measurements of R_K were made on ^{*99}Tc and ^{*115}In. A new semi-empirical curve of R_K as function of Z was calculated. With the new values of R_K the reported discrepancies between experiments and theory become smaller but remain still important.

Plusieurs expériences ont été faites dans notre laboratoire sur la capture d'électrons L par les noyaux, en particulier pour mesurer le rapport d'embranchement $\frac{\text{capture } L}{\text{capture } K} = \frac{\lambda L}{\lambda K}$. Les expériences faites sur ^{79}Kr et ^{71}Ge[1] donnent $\lambda L/\lambda K$ en fonction du rendement R_K de fluorescence de la couche K, qu'il faut connaître avec précision. Avec des valeurs de R_K de 0,57 et de 0,45 respectivement, les rapports $\lambda L/\lambda K$ obtenus étaient pour ^{79}Kr : $0{,}26 \pm 0{,}03$ et pour ^{71}Ge : $0{,}30 \pm 0{,}02$ au lieu de la valeur théorique de 0,10 pour ces deux éléments.

Pour que la comparaison expérience-théorie soit possible, il faut connaître l'énergie de la transition correspondante. Le seul cas où l'accord avec la théorie semblait satisfaisant était celui de l'argon 37 étudié par Pontecorvo, Kirkwood et Hanna en 1949 au compteur proportionnel [2]. Cependant ce résultat expérimental paraissait remis en question par un travail de Kofoed Hansen [3] et la technique du compteur proportionnel s'était perfectionnée depuis 1949. Nous avons donc repris [4] l'expérience de Pontecorvo et al. Le résultat obtenu pour l'argon 37 est pratiquement indépendant de la valeur de R_K par suite notamment de la faible énergie des rayonnements émis. La raie L a pu être suivie jusqu'à 100 eV environ. Nous avons trouvé $\frac{\lambda L}{\lambda K} = 0{,}092^{+0{,}01}_{-0{,}005}$ ce qui est très près de la valeur théorique de 0,082.

Que penser de l'ensemble de ces résultats ? Une raison possible du désaccord pour ^{79}Kr et ^{71}Ge serait des valeurs trop faibles du rendement de fluorescence R_K ; il faudrait que les valeurs réelles de R_K soient respectivement au moins de 0,62 et de 0,54. Les nombreuses mesures de R_K — même les mesures récentes — présentent une dispersion bien supérieure aux erreurs expérimentales indiquées par les auteurs.

Cependant il ne nous semble pas possible de laisser de côté ce problème et de le considérer comme résolu. On peut par exemple penser à un écart expérience-théorie augmentant à partir de $Z = 18$, ou bien important seulement dans certains domaines de Z. Les calculs théoriques assez compliqués mais reposant sur des bases relativement simples sont faits à partir d'un certain nombre d'approximations. Certaines d'entre elles particulièrement sensibles pour les éléments légers ont été étudiées par P. Benoist [5] et par S. Odiot et R. Daudel [6]. Ces derniers auteurs indiquent pour ^{37}A une valeur théorique de $\lambda L/\lambda K = 0{,}10$.

Dans un certain nombre de travaux on a étudié des radioéléments se transformant uniquement par capture, dont les énergies de transitions n'étaient pas connues. Or on a observé en général pour ces nuclides des rapports capture L/capture K importants. La plupart des auteurs, admettant que la théorie est correcte, en ont conclu que l'énergie totale de la transition était très petite. On arriverait ainsi au résultat surprenant que presque toutes les transitions par capture de moins de 1 MeV environ ont des énergies en fait inférieures à 150 KeV ! Il serait utile de mesurer ces énergies par d'autres méthodes.

Nous avons décidé [7] d'aborder le problème de la capture L par un autre côté et de nous efforcer de déterminer quelques rendements de fluorescence. Nous avons choisi pour cela la méthode de spectrométrie β qui a déjà été utilisée avec succès dans ce but pour des noyaux lourds. Il nous a paru intéressant d'utiliser cette méthode pour des éléments de Z inférieur à 50 pour lesquels R_K varie rapide-

ment avec Z. Nous avons mesuré R_K pour deux isomères $^{*99}_{43}Tc$ (6,04 heures) et $^{*115}_{49}In$ (4,5 heures). Les sources étaient préparées par sublimation sur du LC 600 de $\sim 20\ \mu g/cm^2$. La fenêtre du compteur était en formvar d'environ 60 $\mu g/cm^2$ sans grille de support; cette fenêtre a été étalonnée en relevant le spectre β^- de ^{35}S. Nous avons trouvé pour Tc : $R_K = 0{,}70 \pm 0{,}03$ et pour In :

$$R_K = 0{,}87 \pm 0{,}03.$$

Il nous a paru que les courbes semi-empiriques de R_K en fonction de Z publiées jusqu'à présent étaient discutables : en effet Broyles et al. [8] ont tracé leur courbe d'après l'ensemble des valeurs expérimentales depuis 1925 sans faire de tri, Burhop [9] pour sa dernière courbe a fait un certain choix et a utilisé un système de pondération qui ne nous ont pas semblé tout à fait justifiés. De plus, depuis la publication de ces deux courbes, ont paru plusieurs nouveaux travaux expérimentaux sur R_K.

Nous avons donc calculé une nouvelle courbe semi-empirique par la méthode des moindres carrés en utilisant la formule théorique donnée par Burhop :

$$\left(\frac{R_K}{1 - R_K}\right)^{1/4} = A + BZ + CZ^3$$

où A correspond à une correction pour effet d'écran et $C\,Z^3$ à l'effet relativiste. Nous n'avons retenu que les valeurs expérimentales de R_K obtenues au cours des 10 dernières années et effectivement publiées par leurs auteurs ; ce travail fera l'objet d'une publication détaillée.

La méthode des moindres carrés nous a donné pour les coefficients (¹) :

$$A = -0{,}0217 \quad B = 0{,}0332 \quad C = -1{,}14.10^{-6}.$$

Pour le krypton et le germanium les nouvelles valeurs du rendement de fluorescence sont respectivement de 0,586 et de 0,473 ce qui donne pour ^{79}Kr :

$$\frac{\lambda L}{\lambda K} = 0{,}22 \pm 0{,}03$$

et pour ^{71}Ge :

$$\frac{\lambda L}{\lambda K} = 0{,}25 \pm 0{,}02.$$

Il ne nous paraît pas encore possible de trancher la question et de dire s'il y a un écart réel entre théorie et expérience pour le rapport capture L/capture K, ou bien si les désaccords observés peuvent être expliqués en mettant seulement en cause les valeurs des rendements de fluorescence de la couche K. Mais nous pensons que, en dehors de l'effort qui pourrait être tenté du côté de la théorie, avec les moyens expérimentaux actuels, il doit être possible à la fois de préciser les valeurs de R_K et d'autre part de mesurer d'autres rapports d'embranchement $\lambda L/\lambda K$ dans des cas où l'énergie de transition est connue.

(¹) Les valeurs indiquées ici sont différentes de celles données oralement au Colloque : nous avons en effet recalculé les coefficients A, B, et C pour tenir compte de nouvelles mesures de R_K sur des éléments lourds qui viennent d'être publiées.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Radvanyi (P.), Thèse, *Ann. Physique*, 1955, XII, **10**, 584. Langevin (M.), Thèse, *Ann. Physique*, 1956, XIII, **1**, 57.
[2] Pontecorvo, Kirkwood et Hanna, *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 982.
[3] Kofoed-Hansen, *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1045.
[4] Langevin (M.) et Radvanyi (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 33.
[5] Benoist-Guental, Thèse, *Ann. Physique*, 1953, XII, **8**, 593.
[6] Odiot (S.) et Daudel (R.), *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 60.
[7] Laberrigue-Frolow (J.) et Radvanyi (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 901.
[8] Broyles, Thomas et Haynes, *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 715.
[9] Burhop (E. H. S.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 625.

RECHERCHES SUR LES ÉLECTRONS DE FAIBLE ÉNERGIE ÉMIS PAR LES SUBSTANCES RADIOACTIVES

Par MM. J. B. BELLICARD et A. MOUSSA,
Institut de Physique Atomique, Lyon.

Sommaire. — Description des améliorations apportées au spectromètre à double focalisation et bobines sans fer précédemment décrit, en vue de l'étude des électrons de faible énergie : Amélioration du vide ; compensation du champ magnétique terrestre. Présentation des résultats obtenus avec cet appareil : Spectres Auger-K (^{65}Zn, ^{57}Co) et Auger-L (Th $B + C$). Électrons de conversion du ^{57}Co.

Abstract. — Description of the improvements effected in the ironfree double-focusing spectrometer previously described, in order to study low-energy electrons : Improvements in the vacuum system ; compensation of the earth field. Presentation of the results obtained with this apparatus : Auger-K (^{65}Zn, ^{57}Co) and Auger-L (Th $B + C$) spectra. Conversion electrons of ^{57}Co.

Depuis la description du spectromètre magnétique à double focalisation et bobines sans fer installé à l'Institut de Physique Atomique de Lyon [1], nous avons apporté à l'appareil diverses améliorations en vue de l'étude des électrons de très faible énergie.

a) L'installation de vide a été perfectionnée par modification de certains joints, augmentation de la vitesse de la pompe à diffusion par suppression du baffle, etc... Actuellement nous obtenons un vide limite d'environ 2.10^{-5} mm Hg, mesuré à la jauge Penning, valeur confirmée par celle estimée à partir de la vitesse de pompage et de la vitesse de remontée de pression vanne fermée.

b) L'influence du champ magnétique terrestre va en croissant quand l'énergie des électrons focalisés diminue. La trajectoire électronique moyenne étant dans un plan horizontal, envisageons d'abord l'influence de la composante terrestre verticale. L'induction magnétique créée par les bobines du spectromètre, dans le plan médian, est de la forme :

$$B(r) = B_0 \left[1 + \alpha . \frac{r - r_0}{r_0} + \beta . \left(\frac{r - r_0}{r_0}\right)^2 + \ldots \right]$$

avec $\alpha = -1/2$, $\beta = +3/8$ (induction en $1/\sqrt{r}$). La superposition du champ terrestre, uniforme, modifie donc les coefficients α et β, mais la modification de α est la plus importante car elle introduit un astigmatisme très gênant. Si on exprime la nouvelle valeur de α par $\alpha = -1/2\ (1 + \varepsilon)$ on trouve facilement que $\varepsilon = -b/B_0$, où b est la composante verticale de l'induction terrestre. L'élargissement des raies par astigmatisme est alors donné par :

$$l = \pi \sqrt{2}\, r_0 \varphi_m . |\varepsilon|.$$

L'angle φ_m est l'ouverture du spectromètre dans le plan médian. La largeur de la tache d'aberration sphérique est, d'autre part :

$$s = \frac{4}{3} r_0 \varphi_m^2.$$

Le rapport l/s, qui traduit l'influence de l'astigmatisme sur le pouvoir séparateur, varie donc comme $1/\varphi_m$ (il est normal que l'astigmatisme soit plus gênant aux faibles ouvertures). Pour avoir une estimation de l'effet nous prendrons $\varphi_m = 0{,}07$ rd (moitié de l'ouverture maximum du spectromètre) qui donne un pouvoir séparateur théorique d'environ 2.10^{-3}. Il vient :

$$l/s = \frac{3\pi\sqrt{2}}{4} \frac{b}{B_0 \varphi_m} = \frac{3\pi\sqrt{2}}{4} \frac{r_0 b}{\varphi_m} . \frac{1}{B\rho}.$$

Avec $r_0 = 21$ cm, $b = 0{,}4$ gauss, on obtient le tableau suivant en fonction de l'énergie des électrons focalisés :

W (keV)	200	100	50	10	5
$B\rho$(g-cm)	1 650	1 120	780	340	240
l/s	0,25	0,35	0,5	1,2	1,7

On voit que l'astigmatisme devient rapidement prohibitif. L'influence de la composante terrestre horizontale est plus complexe, mais nous avons installé l'appareil de telle sorte que la droite joignant la source à la fente du compteur soit orientée Nord-Sud. Ainsi la partie moyenne des trajectoires électroniques fait un angle très faible avec cette composante et la force de Laplace est très réduite. Quant aux parties voisines de la source et de la fente elles sont incurvées en sens contraire par la composante horizontale. Nous avons donc d'abord compensé seulement la composante verticale : un dispositif provisoire comprend deux bobines circulaires fixées sur les supports du spectromètre, symétriques par rapport au plan médian, de rayon 42 cm, distantes de 35 cm. On obtient un champ compensateur suffisamment uniforme (à 1 % près) dans le volume occupé par les trajectoires, et un astigmatisme négligeable jusqu'en dessous de 5 keV. Le courant compensateur a été ajusté par la méthode d'induction. Nous avons d'ailleurs entrepris la réalisation de grands cadres

compensateurs pour les deux composantes, qui donneront un champ beaucoup plus uniforme.

Avec l'appareil ainsi amélioré, en utilisant des sources de grande activité spécifique, évaporées sous vide sur des supports de formvar aluminié de de 10 à 20 μg/cm², et des fenêtres de compteur de 10 à 30 μg/cm², nous avons pu étudier les spectres d'électrons suivants, jusqu'en dessous de 5 keV et avec des pouvoirs séparateurs de l'ordre de 3.10^{-3} : électrons Auger-K et électrons de conversion du ^{57}Co [2] ; électrons Auger-K du ^{65}Zn [3] ; électron Auger-L du Thorium $B + C$ [4]. Les résultats sont décrits par ailleurs.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Moussa (A.), Bellicard (J. B.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 85 A.
[2] Bellicard (J. B.), Moussa (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1202.
[3] Bellicard (J. B.), Haynes (S. K.), Moussa (A.). A paraître.
[4] Moussa (A.), Bellicard (J. B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1156.

RADIOACTIVITÉ DE ^{159}Gd.
ÉTUDE D'ÉTATS EXCITÉS DE ^{159}Tb

Par R. BALLINI et R. BARLOUTAUD,
Service de Physique Nucléaire, C. E. N., Saclay.

Sommaire. — Une transition γ de 222 keV dans $^{159}_{65}$Tb coïncide avec deux transitions, probablement celles déjà connues de 81 et 58 keV. Une transition très peu intense d'environ 300 keV est aussi observée. Le rapport des α_K de ces deux transitions est grossièrement mesuré, ainsi que les intensités relatives des γ de 364, 222 et environ 300 keV (100-2,5-0,5). Ces intensités sont en désaccord avec les rapports d'embranchement calculés (Alaga et al.) si ces trois transitions ont le même état initial (hypothèse compatible avec les énergies mesurées). La vie moyenne de l'état à 364 keV est inférieure à, ou voisine de 5.10^{-10} s.
La transition de 58 keV coïncide surtout avec un spectre β d'environ 950 keV.

Abstract. — A γ transition of 222 keV in $^{159}_{65}$Tb is coincident with two transitions, probably the 81 and 58 keV previously known. A very weak transition of about 300 keV is also observed. The ratio of α_K coefficients of these two transitions and the relative intensities of 364, 222 and about 300 keV γ(100-2,5-0,5) are roughly measured. These intensities are in discordance with the calculated branching ratios (Alaga et al.) if these three transitions have the same initial state (hypothesis compatible with the measured energies). The mean life of 364 keV state is $\leq 5.10^{-10}$s. The 58 keV transition is chiefly in coincidence with a β spectrum of about 950 keV.

Les spins et parités proposés par Jordan et al. [1] avant la mise en évidence du 2e état de rotation de ^{159}Tb par excitation coulombienne [2, 3] sont incompatibles avec les règles sur les probabilités des transitions entre un état donné et plusieurs autres d'une même série de rotation [4]. Les conclusions d'un autre travail [5] permettaient de lever ce désaccord. Cependant, nous avons mis en évidence [6] une transition de 220 à 230 keV, en coïncidence avec des photons d'énergies voisines de 45 et 80 keV, que nous avions proposé d'interpréter comme une transition de 225 keV entre les états à 364 keV et 139 keV de ^{159}Tb : cette proposition rétablit le désaccord avec les règles d'embranchement [4].

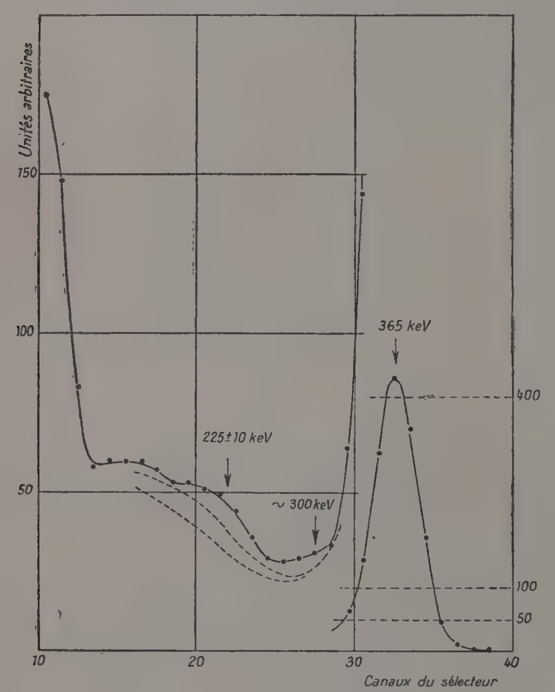


Fig. 1. — Spectre γ de ^{159}Gd, obtenu avec un cristal de INa de $1\frac{1''}{2}$ (38,1 mm) $\times$ $1\frac{1''}{2}$ (Harshaw X6L6) et une source canalisée.
Les courbes en pointillés, obtenues par interpolation entre les spectres dus aux γ de ^{51}Cr (320 keV) et ^{198}Au (411 keV), représentent les limites du spectre que donnerait le seul γ de 364 keV.

Ce travail a été poursuivi et les faits suivants ont été établis : l'étude détaillée du spectre γ (*fig.* 1) révèle nettement la présence de photons d'énergie voisine de 225 $\pm$ 10 keV et suggère celle de photons d'environ 300 keV dont les intensités sont respectivement 2,5 $\pm$ 1 % et de l'ordre de 0,5 % de celle des γ de 364 keV.

La recherche d'électrons de conversion (spectromètres à solénoïde et à secteur) a permis de voir à 168 $\pm$ 2 keV une raie très peu intense qui peut être la raie de conversion K d'une transition de 220 keV ; à titre de comparaison, notons que les raies de conversion K et L du γ énergique ($\alpha_K/\alpha_L = 2$ à 3) conduisent à lui attribuer, avec notre étalonnage, une énergie de 362 $\pm$ 2 keV.

Nous avons vérifié que nos nouvelles mesures de coïncidences $\gamma\gamma$ n'étaient pas perturbées par la diffusion de γ d'un détecteur dans l'autre (différentes géométries, écran de 5 mm de plomb entre les deux détecteurs). Une raie vers 80 keV est nettement visible sur la figure 2. La figure 3 s'interprète bien par une coïncidence entre la transition de 58 keV et celle de « 222 keV » : il est

donc très plausible d'admettre que cette dernière a pour état final le deuxième état de rotation de ^{159}Tb.

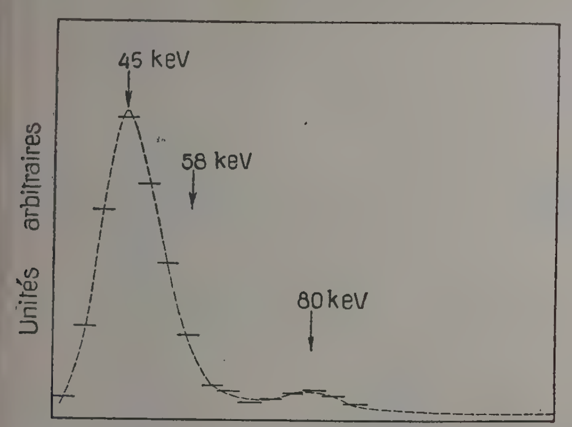


Fig. 2. — Spectre γ (sans écran autre que les enveloppes des cristaux de INa) en coïncidence avec des photons de 220 à 230 keV.

L'interprétation quantitative de ces mesures de coïncidences et de celles déjà publiées [6] permet d'évaluer grossièrement à 1,5 % le rapport d'intensité entre la cascade « 222 keV — 81 keV — 58 keV » et la transition de 364 keV, en accord avec la valeur $2{,}5 \pm 1$ % déduite, plus directement, de la figure 1. En admettant cette dernière, les intensités des raies de conversion observées à 168 et 310 keV montrent que α_K est 15 ± 10 fois moins élevé pour la transition de 364 keV [5] que pour celle de 222 keV, qui serait ainsi de type M 1, E 2 ou E 3.

Nous avons vérifié en outre que la transition de 58 keV est précédée essentiellement par un spectre β dont l'énergie, déterminée à quelques dizaines de keV près, est voisine de celle du

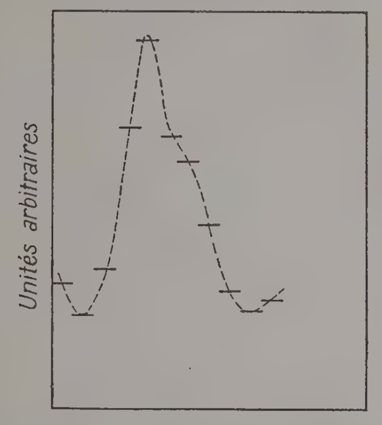


Fig. 3. — Moyenne de 3 mesures effectuées dans les mêmes conditions que celles qui donnent la figure précédente, sauf interposition de 0,5 mm de cuivre entre la source et le détecteur connecté au sélecteur à 10 canaux.

spectre β total : son intensité, évaluée avec une précision très mauvaise, est de l'ordre de 20 % de celle du spectre β le plus énergique.

Une mesure de la vie moyenne de l'état à 364 keV a été tentée par J. Quidort [7] par coïncidences différées. Une limite supérieure de 5.10^{-10} s peut être provisoirement admise.

D'après sa conversion interne [5], la transition de 364 keV peut être E 1 (bien que la valeur de α_K/α_L s'y prête mal) ou E 2 : dans ce cas, ce serait une transition de type collectif, car $B(E\,2)$ supérieur à, ou voisin de $0{,}02.10^{-48}\,e^2$ cm^4.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Jordan (W. C.), Cork (J. M.) et Burson (S. B.), *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 315.
[2] Heydenburg (N. P.) et Temmer (G. M.), *Phys. Rev.*, **100**, 150.
[3] Huus (T.), Bjerregaard (J. M.) et Elbek (B.), A paraître dans *Dan. Mat. Fys. Medd.*
[4] Alaga (G.), Alder (K.), Bohr (A.) et Mottelson (B. R.), *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 1955, **29**, 9.
[5] Marty (N.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1955, **241**, 385.
[6] Barloutaud (R.) et Ballini (R.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1955, **241**, 389.
[7] Quidort (J.), A paraître.

LES DÉSINTÉGRATIONS β AU VOISINAGE DU NOMBRE MAGIQUE 14

par M. E. NAHMIAS et Mlle T. YUASA,
Physique et Chimie Nucléaires, Collège de France.

Sommaire. — Confirmation du comportement anormal des neutrons et protons lors du remplissage des couches pour le nombre magique 14.

Summary. — The anomalous behaviour of neutrons and protons in the filling up of the shells for the magic number 14 is confirmed.

On sait que le comportement des protons et des neutrons n'est pas toujours le même dans le remplissage de certaines couches nucléaires. Ainsi le 83e proton occupe la couche $h9/2$ tandis que le 83e neutron occupe la couche $2f7/2$.

Pour des Z moins élevés on peut signaler deux groupes d'anomalies :

1) On observe des énergies totales de désintégration β « excédentaires », $+ \mathrm{d}E$ (par rapport aux radioéléments voisins) avec In 115, 117 et 119 $\longrightarrow$ $_{50}$Sn, liées probablement au nombre magique de 50 protons, alors qu'on n'observe rien de pareil avec 50 neutrons.

2) Le deuxième groupe concerne les nuclides $_{40}$Zr, 93, 95, 97 dont les énergies totales de désintégration sont « déficitaires », $- \mathrm{d}E$. S'il y a un nombre magique ou sous-magique de 40 protons, on n'observe pas d'anomalies analogues avec 40 neutrons.

Pour des Z petits, une autre anomalie a été signalée par Seidlitz et al. [1] relative au nombre 14. Nous avons repris l'étude des radioéléments au voisinage de 14 protons et de 14 neutrons et nous voudrions résumer ici les travaux publiés [2], [3] et [4].

Dans les nuclides : $^{15}_{13}$Al 28 $\longrightarrow$ $^{14}_{14}$Si 28 ; $^{14}_{11}$Na 25 $\longrightarrow$ $^{13}_{12}$Mg 25 ; $^{15}_{12}$Mg 27 $\longrightarrow$ $^{14}_{13}$Al 27 ; $^{16}_{13}$Al 29 $\longrightarrow$ $^{15}_{14}$Si 29 et $^{17}_{14}$Si 31 $\longrightarrow$ $^{16}_{15}$ P 31.

le nombre 14 apparaît une ou deux fois dans l'un des nuclides, initial ou final. Nous laissons de côté les deux autres nuclides $^{13}_{14}$Si 27 et $^{14}_{15}$P 29 émetteurs β^+, qui ont des spins isotopiques négatifs.

Observons que si le noyau possède une couche saturée on peut s'attendre à une plus grande stabilité, relativement à un modèle nucléaire sans couches, ou sans cette couche particulière. Cette stabilité relative — par rapport aux nuclides voisins de cette couche — se traduit par une plus grande énergie de liaison. Si le noyau en question est radioctif β, cet excès d'énergie de liaison correspondra à un déficit de masse — dM et partant d'énergie totale de désintégration disponible. Si, inversement, c'est le noyau final d'une désintégration β qui possède une couche saturée, on devra s'attendre à un déficit massique chez ce nuclide et, par conséquent, à une plus grande énergie $+ \mathrm{d}E$ disponible lors de la transition $\beta + \gamma$ du noyau initial « normal » au noyau final « saturé ». (Voir *fig.* 1.)

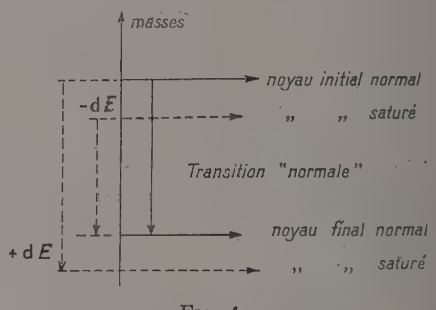


Fig. 1.

On observe en effet de telles anomalies dans les deux groupes cités plus haut et dans celui proche du nombre 14.

Pour Al 28, on a $\mathrm{d}E = 1{,}4 \pm 0{,}2$ MeV ; pour Al 29, $\mathrm{d}E = 2{,}0 \pm 0{,}2$ MeV. Par contre Na 25 qui devrait être déficiaire avec $-\mathrm{d}E$, et Mg 27 qui devrait être excédentaire avec $+ \mathrm{d}E$, se placent normalement sur la courbe des énergies totales en fonction du nombre de masse A. Ces deux nuclides sont liés au nombre 14 neutrons, tandis que les deux premiers concernent les 14 protons, bien que le Si 28 soit doublement magique.

Il reste le Si 31 qui lui aussi a 14 protons. En considérant que son énergie totale de désintégration Q est déficitaire, comme prévu, on expliquerait du même coup pourquoi l'anomalie avec Al 28 $\longrightarrow$ Si 28 est moindre, apparemment qu'avec Al 29 $\longrightarrow$ Si 29. La valeur trop faible de Q pour Si 31 faisant plus ressortir sur la courbe $Q = f(A)$, l'anomalie de Al 29.

Par contre il faut convenir que le nombre de comportements identiques des neutrons et des protons est très élevé et que même lors d'une divergence par rapport au modèle de la particule unique, les neutrons se comportent comme les protons. Ainsi Ne 21 avec 11 neutrons et de Na 23 avec 11 protons, sont caractérisés par $p\,3/2$ au lieu de $d\,5/2$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Seidlitz, (L.) Bleuler (E.) et Tendam, (D. J.) *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 861.

[2] Nahmias (M. E.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 568.

[3] Nahmias (M. E.) et Wapstra (A. H.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 570.

[4] Nahmias (M. E.) et Yuasa (T.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 47.

COINCIDENCES RAPIDES AVEC SCINTILLATEURS INa (Tl). MESURE DES PÉRIODES COURTES D'ÉTATS EXCITÉS DANS LE ^{131}Cs ET UX_2

Par MM. H. VARTAPETIAN, L. DICK, R. FOUCHER et N. PERRIN,
Laboratoire Curie, Institut du Radium.

Sommaire. — A l'aide d'un système de coïncidence lent-rapide utilisant des P. M. E. M. I. 6262 et des scintillateurs INa(Tl), il est possible de mesurer des périodes d'états excités de l'ordre de 10^{-9} secondes. Application aux niveaux de 122 KeV du Cs^{131} de $T_{1/2} = (4 \pm 0,3).10^{-9}$ seconde et de 93 KeV de $UX_2(Pa^{234})$ de $T_{1/2} = (1,8 \pm 0,3).10^{-9}$ seconde.

Abstract. — Using E. M. I. 6262 [phototubes and INa(Tl) cristals, it is possible to measure with a slow fast coïncidence apparatus periodes down to 10^{-9} sec.
Application to the 122 KeV excited state of Cs^{131} $T_{1/2} = (4 \pm 0,3).10^{-9}$ sec. and the 93 KeV excited state of $UX_2(Pa^{234})$ $T_{1/2} = (1,8 \pm 0,3).10^{-9}$ sec.

Nous obtenons avec des scintillateurs INa(T1) et des PM EMI 6 262, travaillant sous 2 000 V, les résultats suivants pour τ 1 /2 (période d'apparition du premier photoélectron correspondant à l'énergie E d'un rayonnement donné.)

$E = 122$ keV on trouve : $\tau_{1/2} \simeq 9.10^{-10}$ s

et

$E = 64$ keV on trouve : $\tau_{1/2} \simeq 1,3.10^{-9}$ s.

Les résultats sont explicables par :

1° La valeur du coefficient de transformation, énergie perdue dans le cristal — photoélectrons créés à la photocathode du P. M., Dans notre cas, ce coefficient est $k \sim 2,5$ photoélectrons par keV.

2° Les impulsions qui arrivent sur le circuit de coïncidence correspondent au premier photoélectron créé à la photocathode.

On peut alors évaluer théoriquement τ 1 /2 par la formule de Post et Schiff [1]

$$\tau_{1/2} = \frac{\times\ 0,7}{k \times E}$$

T = vie moyenne de la fluorescence de INa(Tl).

Pour $E = 64$ keV $\tau\ 1/2 = 1,1.10^{-9}$ s.

Pour 122 keV, le calcul donnerait $\tau\ 1/2 = 5,7.10^{-10}$ s.

Le phototube, par ses fluctuations modifie la forme des courbes de résolution [2], ce qui explique la divergence entre cette valeur calculée et le résultat expérimental.

Nous pouvons mesurer par l'étude des pentes des courbes de résolution, des périodes T 1 /2 d'états excités, à condition que

$$T_{1/2} > 2\tau 1/2.$$

Ainsi avec notre appareillage, utilisant des cristaux INa(Tl) et des EMI 6 262, nous pouvons mesurer pour $E = 122$ keV une période $T_{1/2} \geqslant 1,8.10^{-9}$ s et pour $E = 64$ keV $T_{1/2} \geqslant 2,6.10^{-9}$ s.

Pour des périodes plus courtes (cas de UX_2), on aura la période par l'étude du déplacement de la courbe de résolution par rapport à une courbe de référence sans période [2] et [3].

Les caractéristiques essentielles de la partie coïncidences rapides de notre appareillage sont les suivantes :

Les impulsions à l'anode du P. M. 6 262 sont écrétées par un tube 6AH6, amplifiées et formées sur câble coaxial 150 Ω. Elles ont alors 2 V de

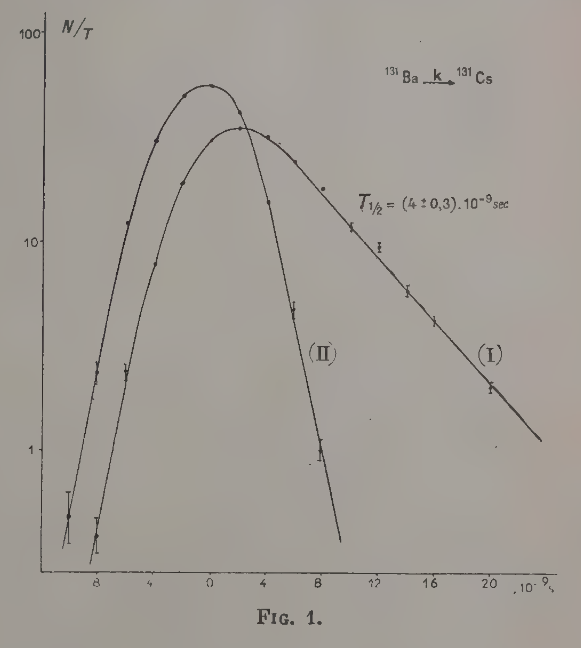


Fig. 1.

hauteur et une largeur à la base de l'ordre de $3,5.10^{-8}$ sec. La coïncidence s'effectue sur un tube 6BN6 ; son avantage est la stabilité en fonction de la température. L'impulsion de coïncidence est amplifiée de 50 (le rapport signal, impulsion parasite est de 10).

Puis un amplificateur à seuil avec un tube 404 A permet de faire varier le temps de résolution $2\tau_0$ de 5.10^{-9} à 2.10^{-8} sec. Les sommets des impulsions sont amplifiés et actionnent un trigger. On effectue alors une triple coïncidence.

Mesures de périodes courtes. — La figure 1 (I) représente la courbe de coïncidences différées entre les rayonnements γ de 495 keV et de 122 keV dans le ^{131}Cs [4]. La courbe de référence (II) est celle des coïncidences entre les rayonnements γ de 510 keV et Compton de 122 keV dans le Na^{22}. De la courbe (I) on tire la période du niveau de 122 keV :

$$T_{1/2} = (4 \pm 0,3).10^{-9}\ \text{s.}$$

L'étude du spectre de l'UX_1 montre qu'il y a trois rayonnements γ : un rayonnement de 93 keV classé comme un M_1 et une cascade qui part du niveau de 93 keV et formé par les rayonnements E_1 de 64 keV et 29 keV.

Nous avons mesuré la période du niveau de 93 keV [5].

La figure 2 (I) montre la courbe de coïncidence entre les rayonnements β (spectre d'énergie maximum $E = 100$ keV) et γ de 64 keV. La courbe de référence (II) est celle des coïncidences $\beta - X_k$ du Hg ^{203}.

On trouve pour le niveau de 93 keV la période :

$$T_{1/2} = (1,8 \pm 0,3).10^{-9}\ \text{s.}$$

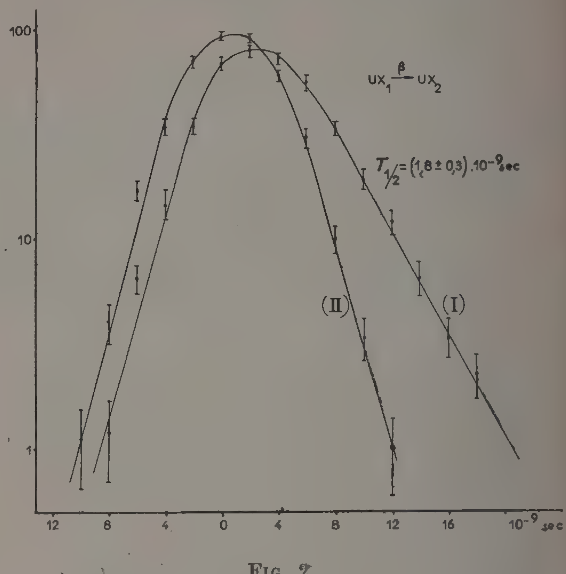


Fig. 2.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Post (R. F.), Schiff (L. I.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1113.
[2] Dick (L.), Foucher (R.), Perrin (N.), Vartapetian. (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1880.
[3] Bay (Z.), *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 419.
[4] Vartapetian (H.), Dick (L.), Foucher (R.), Perrin (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 103.
[5] Vartapetian (H.), Dick (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1602.

MESURE DES COEFFICIENTS DE CONVERSION PAR LA MÉTHODE DES COINCIDENCES GAMMA-GAMMA. APPLICATIONS.

Par MM. N. PERRIN, L. DICK, R. FOUCHER et H. VARTAPETIAN,
Institut du Radium, Paris.

Sommaire. — Facteur de correction intervenant dans la mesure des coefficients de conversion interne par la méthode des coïncidences utilisant des temps de résolution courts. Application aux γ de 195 et 125 keV de ^{102}Rh.

Abstract. — Correction factor to be applied to the measure of conversion coefficients by the coincidence method when the resolution of the circuit is short. Application to the γ rays of 195 keV and 125 keV of ^{102}Rh.

L'étude du radioélément de longue période (supérieure à 200 jours) attribué au ^{102}Rh a montré qu'il existe dans les rayonnements [1] de 20, 125, 195, 475, 630, 700, 1 100 keV deux groupes de coïncidence [2], [3].

Le groupe I comprend les rayons γ de 125 et de 190 ; le groupe II comprend des rayons X et tous les autres rayonnements. Si le deuxième groupe semble cadrer avec les niveaux d'un élément pair-pair (premier niveau de rotation à 475 keV), il n'en est pas de même pour le premier groupe. Nous avons essayé de mesurer les coefficients de conversion des γ de 125 et 195 keV. Cette mesure est rendue difficile par la présence des γ du groupe II, qui, suivant une capture K, sont tous en coïncidence avec le rayonnement X. Il est impossible d'isoler les γ de 125 et de 190 des Compton des γ du groupe II. D'où la nécessité de soustraire les coïncidences « Compton du groupe II /X » des coïncidences 125 /X et 195 /X.

Les résultats, bien que peu précis, fourniront tout de même des renseignements sur la multipolarité des rayonnements ainsi que sur l'ordre de cette cascade.

La mesure des coefficients de conversion par la méthode maintenant classique des coïncidences [4] doit être affectée d'un facteur de correction dû au temps de résolution fini et aux fluctuations introduites tant par les photomultiplicateurs que par l'électronique. Quand on utilise pour réduire les fortuites des temps de résolution courts de l'ordre de 1 à $2 10^{-8}$ s., on constate que les rendements de coïncidence varient de façon appréciable avec l'énergie de ces rayonnements. C'est ainsi que pour un temps de résolution de $1,3\ 10^{-8}$, le rendement de coïncidence reste constant pour des énergies supérieures à 50 keV, mais diminue rapidement au-dessous de cette énergie. On a tracé théoriquement les courbes de résolution [5] (*fig.* 1), pour des rayonnements de 510, 195, 125 et 20 keV. On voit que pour les coïncidences 125 /20 keV le rendement maximum est 75 % du rendement obtenu pour 125 /195. Ce facteur intervient pour corriger les mesures du coefficient de conversion. Une deuxième constatation peut permettre d'éviter cette correction. Les fluctuations du photomultiplicateur et de l'électronique ainsi que les fluctuations dans le temps d'apparition du premier photoélectron n'ont pour seul effet, que d'étaler les courbes de résolution sans changer la surface qui est une constante de l'ouverture du circuit et est donc indépendante de l'énergie. On peut donc mesurer ces surfaces pour un nombre de coups donné dans chacun des canaux fixés sur les raies correspondantes. On introduit d'ailleurs ici, un autre facteur de correction voire le rapport entre la partie de la raie prise dans le canal fixe et la totalité de cette raie.

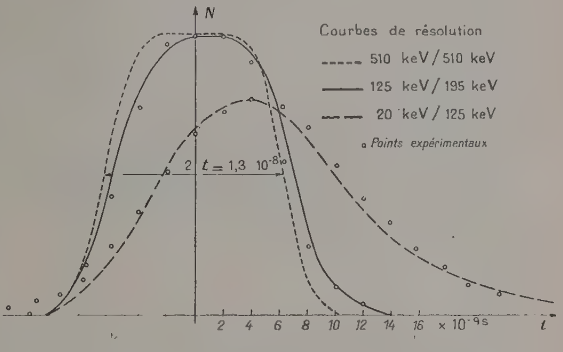


Fig. 18.

Les mesures conduites par ces deux méthodes donnent

$$\alpha_K(125) = 0,4 \qquad \alpha_K(195) = 0,7$$

ce qui permet de classer la transition de 125 keV comme un E_2 ou un M_1 et la transition de 195 keV comme un E_3 ou un M_3 ; la multipolarité élevée du γ de 195 permet de penser que le niveau d'où part ce γ doit posséder une vie assez longue, ce qui implique l'ordre 195-125 dans la cascade, puisque nous avons mesuré une période inférieure à 2 10^{-9} s pour le niveau intermédiaire.

Enfin la ou les périodes des γ du groupe I et du groupe II semblent être franchement supérieure à 200 jours et probablement de l'ordre de 5 ans [6].

BIBLIOGRAPHIE

[1] Marquez (L.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 67.
[2] Kochendorfer (D. B.), Farmer (D. J.), *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 855.
[3] Dick (L.), Foucher (R.), Perrin (N.), Vartapetian (H.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1955, **240**, 1335-1337.
[4] McGowan (F. K.), *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 471.
[5] Dick (L.), Foucher (R.), Perrin (N.), Vartapetian (H.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1956, **242**, 1880.
[6] Farmer (D. J.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1955, **30**, 59.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 17, JUILLET 1956, PAGE 540.

RECHERCHES SUR LA RADIOACTIVITÉ BETA DOUBLE

Par Jean-François DETŒUF et Raymond MOCH,
Physique Atomique et Moléculaire, Collège de France.

Résumé. — Notre étude de la radioactivité bêta double du cadmium — 116, conduisant à une vie moyenne supérieure à 0,6.10^{17} ans pour une désintégration sans émission de neutrine, a été publiée antérieurement [1]. Ce résultat, en accord avec celui de Winter [2], aboutit, comme ceux d'Awschalom [3] dans les cas de ^{96}Zr et de ^{48}Ca, à infirmer la théorie de Furry.

Abstract. — An experimental study of the double beta decay of ^{116}Cd, leading to a mean life greater than 0.6×10^{17} years when assuming a decay without any neutrino being emitted, was published earlier [1]. This result, in agreement with another one given by Winter [2], appears to weaken the theory of Furry, in the same way as do some experiments of Awschalom [3] concerning ^{96}Zr and ^{48}Ca.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Detœuf (J. F.), *Thèse* Sciences Physiques, Paris, 1955. Detœuf (J. F.) et Moch (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **241**, 393. Detoeuf (J. F.) et Moch (R.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 897.
[2] Winter (R. G.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 88.
[3] Awschalom (M.), Communication privée.

PARTICULES DE GRAND PARCOURS ÉMISES PAR DES RADIOÉLÉMENTS NATURELS α

Par Mlle Marie ADER,
Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France.

Sommaire. — Des particules de parcours anormalement long sont émises par les sources de polonium, de plutonium 239 et par les dépôts actifs du thorium et de l'actinium. Il semble que leur parcours maximum soit approximativement le même pour les éléments étudiés et dépasse 300 μ dans l'émulsion photographique.

Abstract. — Particles with an unusually long range are emitted by the polonium and plutonium —239 sources, as well as by the thorium and actinium active deposits. The maximum range appears to be approximately the same for all the studied elements, and would be greater than 300 μ within the photographic emulsion.

L'étude de sources de Po, Th, Ac, Pu, à l'aide d'émulsions photographiques, a montré parmi les les traces du rayonnement alpha normal, des traces anormalement longues. On les rencontre aussi dans

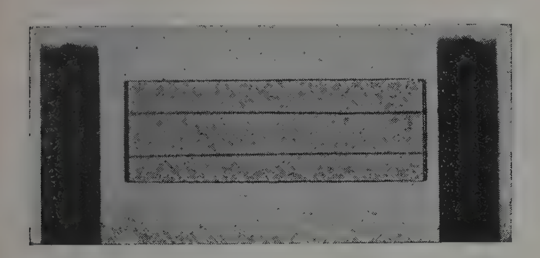


Fig. 1.

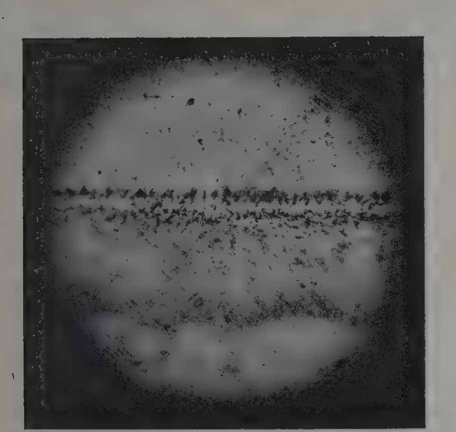


Fig. 2.

les solutions de chlorure de Ra et en très petit nombre dans des plaques exposées à l'uranium métal.

L'irradiation par les dépôts actifs se fait en incidence rasante. La source et l'émulsion sont séparées, soit par une couche d'air, soit par un écran d'un métal lourd.

Dans une deuxième technique, des tubes de verre extrêmement fins contenant les solutions

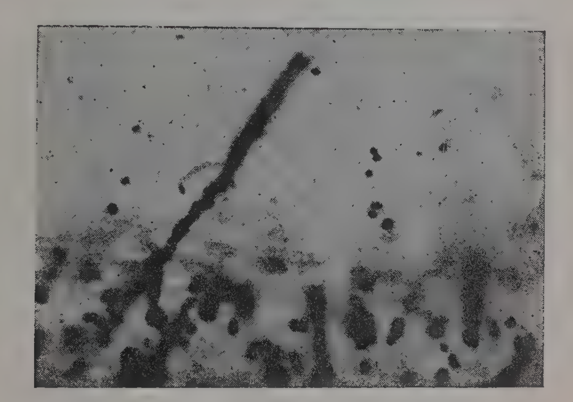


Fig. 3.

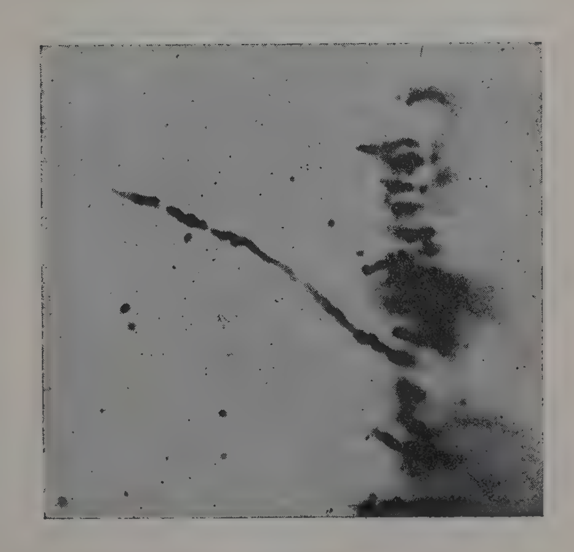


Fig. 4.

des sels radioactifs, sont disposés sur des lames de verre et noyés dans l'émulsion photographique (*fig.* 1).

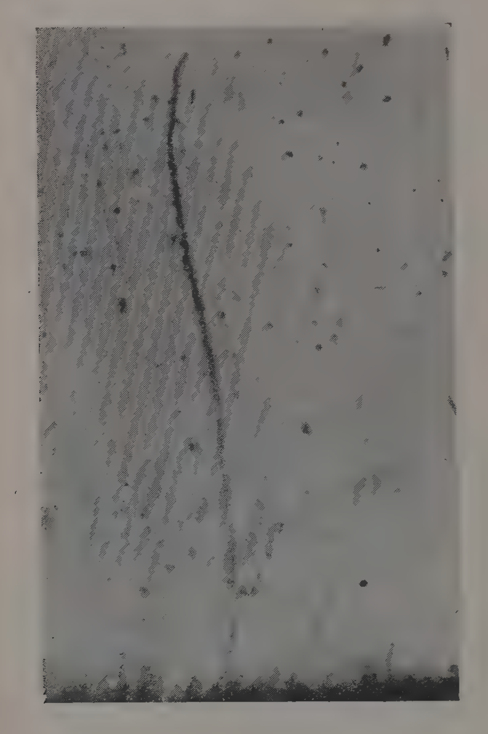


Fig. 5.



Fig. 6.

Une série de clichés donnera une idée de ce rayonnement de grand parcours.

Le cliché (2) montre l'aspect d'un tube à faible grossissement ; de la frange des rayons alpha normaux émerge une particule plus grande.

Dans les clichés (3), (4), (5), à un plus fort grossissement on aperçoit, parmi le rayonnement connu du Po, ayant traversé les parois des tubes, des rayons très longs.

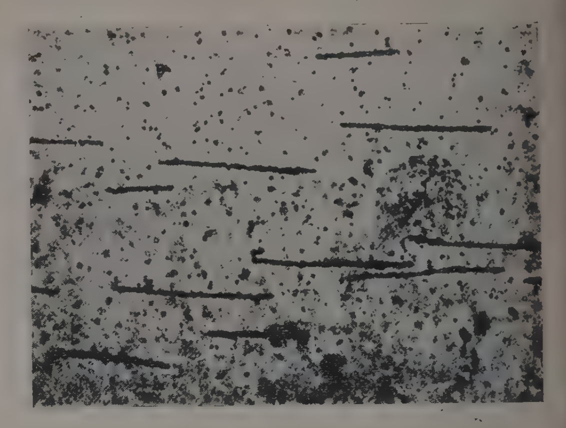


Fig. 7.

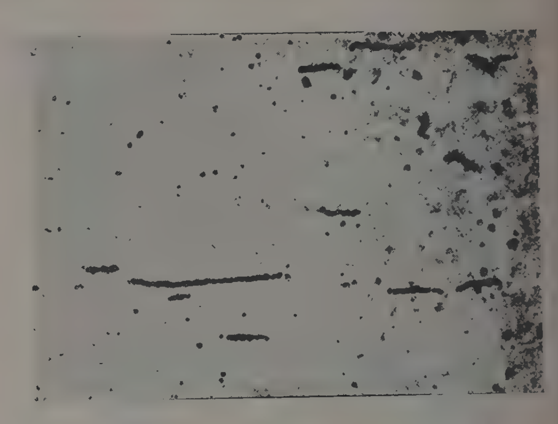


Fig. 8.

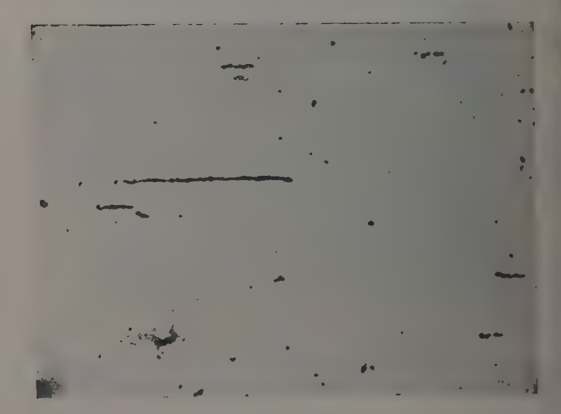


Fig. 9.

Les rayons de grand parcours du cliché (6) proviennent d'une source de Po déposée sur argent.

Le cliché (7) représente les rayons alpha : du

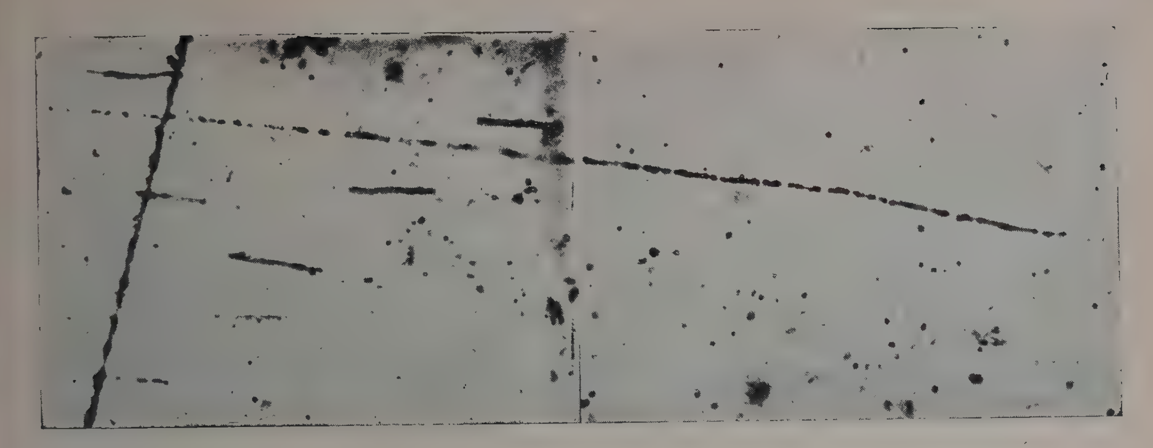


Fig. 10.

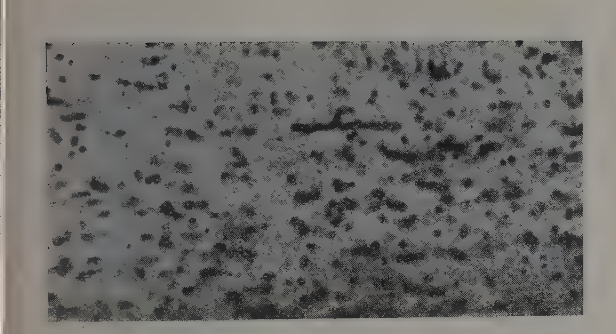


Fig. 11.



Fig. 13.

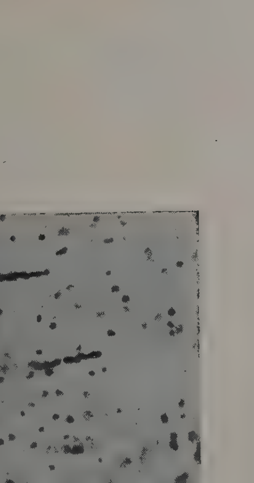


Fig. 12.

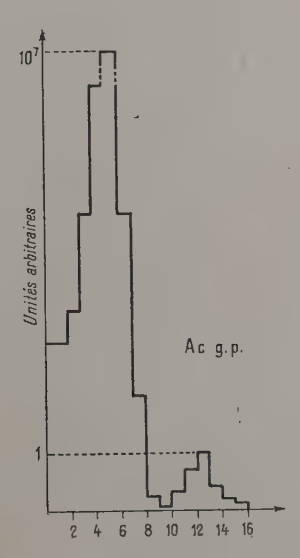


Fig. 14.

Th C 35 %, de 4,5 cm de parcours dans l'air et du Th C' 65 %, de 8,6 cm de parcours dans l'air.

Dans les clichés (8), (9) et (10), on voit parmi la fin du parcours des rayons alpha du Th C', des rayons

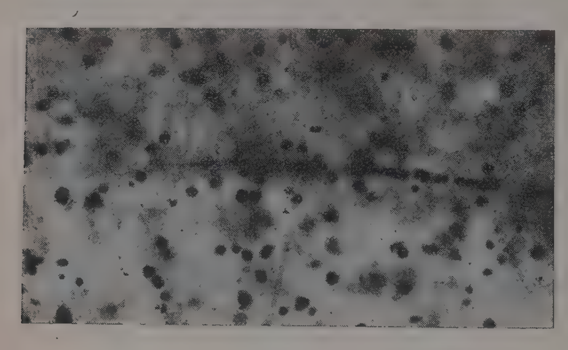


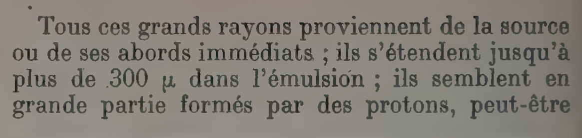
Fig. 15.

alpha de 9 cm et 12 cm de parcours dans l'air et une très longue trace de grand parcours.

Le cliché (11) représente le rayonnement alpha de l'Ac C et un rayon alpha de l'Ac C' dont l'activité n'est que 3/1 000 de celle du précédent.

Les clichés (12) et (13) montrent parmi les fins de parcours des rayons alpha de l'Ac C' des rayons alpha de 9 et 10 cm de parcours dans l'air, signalés par Mme M. Curie [1], rayonnement qui ne semble avoir été ni confirmé, ni retenu ; il forme une raie définie (*fig.* 14).

Les clichés (15) et (16) portent des traces de parcours beaucoup plus grands.



Tous ces grands rayons proviennent de la source ou de ses abords immédiats ; ils s'étendent jusqu'à plus de 300 μ dans l'émulsion ; ils semblent en grande partie formés par des protons, peut-être

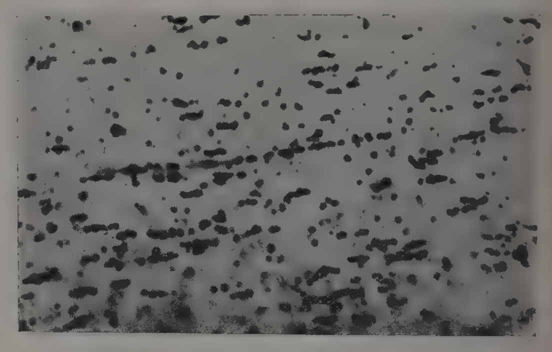


Fig. 16.

aussi par des rayons alpha. Le nombre des très grands, dépassant 100 μ dans l'émulsion, serait environ de 1 pour 10^7 rayons alpha normaux.

Si les rayons dont le parcours est inférieur à 100 μ peuvent, en grande partie, être dus à des protons projetés dans l'hydrogène ambiant ou des protons de transmutation de l'azote de l'air, les très grands, de parcours supérieur à 100 μ dans l'émulsion, ne semblent pas provenir d'un effet secondaire ; ils sembleraient plutôt issus du noyau de l'élément radioactif, peut-être d'une émission de particule légère lors d'une fission spontanée.

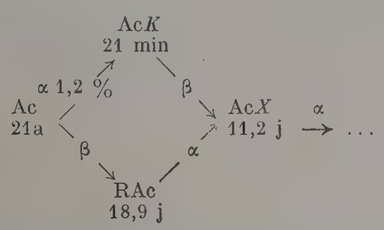
BIBLIOGRAPHIE

[1] Curie (Mme M.) et Lub, *J. Physique Rad.*, 1933, 7, 513.

SUR LA DESCENDANCE DE L'ACTINIUM *K* : $^{223}_{87}Fr$

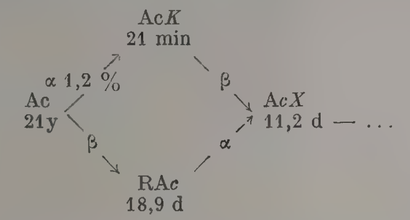
Par Mlle M. PEREY et M. J. P. ADLOFF.

Sommaire. — Étude par des méthodes différentes de la descendance du $^{223}_{87}Fr$. Emploi de cinq méthodes pour apporter la preuve de la fermeture de l'embranchement sur Ac*X*



Première détermination de l'énergie du rayonnement α émis par $^{223}_{87}Fr$: 5,34 ± 0,08 MeV et précision de la valeur du rapport d'embranchement : 6.10—5.

Abstract. — Study by various methods of the descendants of $^{223}_{87}Fr$. Five methods are used to give the proof of the closing of the branching to Ac*X*



First determination of the energy of the α radiations emitted by $^{223}_{87}Fr$: 5,34 ± 0,08 MeV. The value of the branching ratio is 6.10—5.

Introduction. — Dès le début de la découverte du Francium, le problème se posait de connaître la descendance de ce corps qui avait été mis en évidence par sa désintégration β— suivant une période de 21 min et de rechercher l'existence d'un embranchement α qui conduirait à la formation d'un élément 85 qui, à cette époque, n'était pas connu.

Par émission d'un rayonnement β— le $^{223}_{87}Fr$ donne, d'après la loi de déplacement de valence, un Ac*X* — mais cet Ac*X* était-il le même que le descendant du RAc ou était-il différent du point de vue propriétés physiques ? Étant données les faibles quantités de francium (embranchement 1,2 %), sa courte période (21 min), la période longue de son descendant (11,2 j) et le matériel dont on disposait, il nous fut impossible jusqu'à ces derniers mois de voir croître le dérivé du francium, puis de suivre ensuite sa décroissance.

1. **Bilan énergétique.** — Nous avons pu, dès l'origine, envisager la fermeture de la chaîne d'après le bilan énergétique de la réaction, nécessitant l'étude de tous les termes. La précision obtenue : 6,4 ± 0,4 MeV pour la branche supérieure et 6,3 ± 0,2 MeV pour la branche inférieure ne permettait pas de donner une affirmation.

2. **Étoiles.** — La première preuve de la fermeture de la chaîne, avait été apportée en 1947, en collaboration avec M. Guillot, au moyen des plaques photographiques. On a observé sur des plaques immergées dans une solution d'actinium rigoureusement exempt de tout dérivé, quelques étoiles dont les branches correspondant à An, Ac*A*, Ac*C* sont identiques mais dont la branche correspondant aux α de Ac ou de RAc est différente.

Nous avions la preuve de la fermeture de la chaîne, mais le petit nombre d'étoiles observées ne permettait pas une étude systématique que nous venons de réaliser par des techniques différentes.

3. **Formation d'Ac*X* dans Ac*K*.** — Il est indispensable d'opérer sur un produit rigoureusement pur et exempt d'entraîneurs et de sels — de nombreuses opérations chimiques sont nécessaires. La pureté radioactive est vérifiée par chromato-

graphie sur papier. La solution d'AcK évaporée sur platine est portée au rouge sombre pour décomposer les traces de sels ammoniacaux — mais pendant un instant très court, le francium étant très volatil.

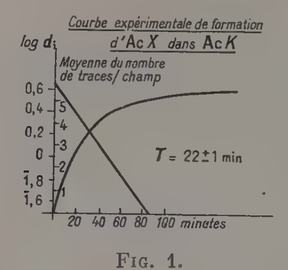


Fig. 1.

La source de Fr sur Pt est alors mise en contact avec des plaques nucléaires Ilford C_2 pendant 1 min et à des intervalles de temps comptés à partir de t_0, c'est-à-dire l'instant de la dernière purification. Le contact source-plaque, le développement des plaques immédiatement après contact, se font dans des conditions identiques. La moyenne du nombre de traces par champ pour chaque histogramme, en fonction du temps, montre la formation d'AcX suivant la période de 22 ± 1 min., en très bon accord avec la courbe théorique.

4. **Décroissance des sources d'AcX obtenues à partir du Fr. —** L'intensité des sources dont la formation en AcX avait été suivie étant suffisante, nous avons préféré suivre pendant 50 jours au moyen d'un compteur Geiger-Müller, la décroissance directe de l'activité des produits scellés. La décroissance se fait suivant la période d'AcX normal $T = 11{,}2$ j.

5. **Détermination de l'énergie des rayons α de AcX + dérivés provenant du RAc et de AcK. —** Nous avons comparé du point de vue statistique,

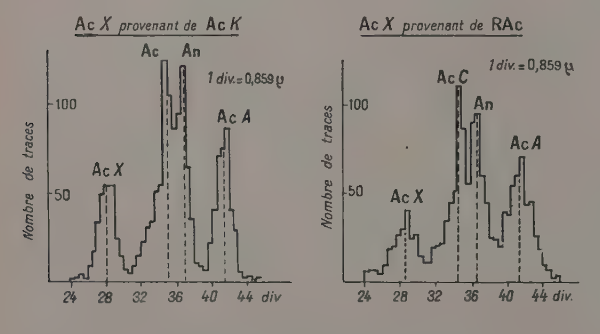


Fig. 2. — Sur le deuxième maximum du graphique de gauche, lire AcC au lieu de Ac.

au moyen des plaques photographiques, les énergies des rayons α émis par AcX et ses dérivés, provenant du RAc et d'AcK. Le procédé par imprégnation a été utilisé. La solution neutre d'AcX est déposée quelques minutes sur une plaque nucléaire. La plaque est lavée puis développée après une vingtaine d'heures. On obtient les histogrammes des quatre émetteurs α : AcX, An, AcA, AcC.

AcX et AcA sont bien séparés. L'empiètement des pics An-AcC rend la détermination du parcours plus incertain. Pour AcC cette difficulté a été résolue en séparant expérimentalement les constituants du dépôt actif. Une source de Pt activé sous tension par du dépôt actif est mise en contact avec une plaque photographique — seul apparaît l'AcC. Pour An celui-ci est pompé directement sur la plaque que l'on développe immédiatement. L'histogramme comprend celui de An et de son dérivé immédiat AcA de période $1{,}8.10^{-3}$ sec.

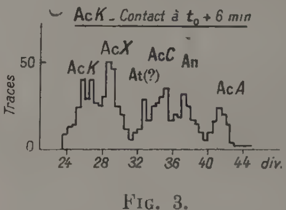


Fig. 3.

La comparaison des histogrammes montre l'identité des dérivés du RAc ou de AcK. — Les moyennes AcC et An sont indiquées sur l'histogramme général et proviennent des courbes obtenues séparément.

6. **Identification par spectrographie. —** Les premiers résultats obtenus en collaboration avec M. Rosenblum par spectrographie des rayons α montrent l'identité des rayons α émis par AcX et ses dérivés, provenant du RAc et AcK.

D'autres expériences en collaboration avec MM. Rosenblum et Valadarès pour déterminer l'énergie des rayons β émis par les dérivés d'AcX des deux origines montrent également l'identité des dérivés.

7. **Descendance par embranchement α de AcK. —** Les essais faits au début ne nous avaient pas permis de voir les rayons α, notre technique de préparation n'étant pas suffisante. D'après les quantités d'Astate formées, Hyde et Ghiorso en 1953 ont apporté la preuve de l'émission d'un rayonnement α du $^{223}_{87}$Fr et ont indiqué l'ordre de grandeur de l'embranchement : 10^{-5} sans pouvoir donner l'énergie de ce rayonnement α conduisant à $^{219}_{85}$At.

Nous venons, au moyen de la technique photographique, de préciser le rapport d'embranchement : 6.10^{-5} et surtout de déterminer pour la première fois l'énergie du rayonnement α de l'AcK. Cette énergie est de 5,34. ± 0,08 MeV.

Conclusion. — Nous pouvons donc donner le schéma complet de la désintégration de Ac*K* en apportant des précisions quant au rapport d'embranchement de la désintégration α de l'Ac*K* et donner la première valeur de l'énergie de ce rayonnement α — et d'autre part confirmer par 4 méthodes différentes les premiers résultats que nous avions donnés relatifs à la fermeture de l'embranchement α de l'Actinium sur Actinium *X*.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Perey (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, 97 ; Perey (M.) *J. Physique Rad.*, 1939, **10**, 435-438 ; Perey (M.), *Thèse* de Doctorat d'État ès Sciences Physiques : *J. Chim. Phys.*, 1946, **43**, 152-168 ; *J. Chim. Phys.*, 1946, **43**, 262-268 ; *J. Chim. Phys.*, 1946, **43**, 269-278.
[2] Perey (M.), *J. Chim. Phys.*, 1946, **43**, 269-278.
[3] Guillot (M.) et Perey (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, 330-332.
[4] Adloff (J. P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1421-1423.
[5] Hyde (E. K.) et Ghiorso, *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 267.

III. MODÈLES NUCLÉAIRES — NIVEAUX DES NOYAUX LÉGERS

OSCILLATIONS DE SURFACE DANS LES NOYAUX PAIR-PAIR

Par MAURICE JEAN.

[1] « Les niveaux excités des noyaux pair-pair et le modèle de Bohr-Mottelson », par JEAN (M.) et WILETS (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1108.
[2] « Surface oscillations in even-even nuclei », WILETS (L.) and JEAN (M.), *Phys. Rev.*, **102**, mai 1956, 788.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE PAIRES DE CONVERSION INTERNE

Par MM. S. GORODETZKY, R. ARMBRUSTER et P. CHEVALLIER,
Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Sommaire. — Un spectromètre beta à scintillation a été mis au point pour l'étude des corrélations angulaires des paires de conversion interne. Il a été utilisé pour déterminer la mutipolarité de rayonnements gamma dans les réactions ^{12}C (d, p) ^{13}C, ^{9}Be (α, n) ^{12}C et ^{11}B (p, γ) ^{12}C,

Abstract. — A beta-ray spectrometer for the angular correlation study of internal conversion pairs has been designed. It has been used to determine the multipolarity of gamma rays in the reactions ^{12}C (d, p) ^{13}C, ^{9}Be (α, n) ^{12}C and ^{11}B (p, γ) ^{12}C.

Les corrélations angulaires des paires de conversion interne permettent de déterminer la multipolarité et la parité des transitions nucléaires [1].

Cette méthode s'applique bien à l'étude des transitions ayant lieu dans les noyaux légers.

Nous avons mis au point, pour mesurer ces corrélations, un spectromètre béta à scintillation qui permet de sommer électroniquement les impulsions proportionnelles respectivement aux énergies de l'électron et du positron formant une paire interne. Cette somme est égale, à 1,2 MeV près, à l'énergie de la transition. De cette façon nous éliminons les électrons parasites ainsi que les paires provenant d'autres transitions.

La résolution de notre spectromètre obtenue pour la raie monopolaire de ^{16}O est de 14 % [2]. Le calibrage du spectromètre a été effectué avec la raie *K* des électrons de conversion du ^{137}Cs (624 keV) et avec la raie monopolaire de ^{16}O (5,05 MeV).

Nous avons étudié tout d'abord la transition nucléaire de 3,09 MeV de ^{13}C obtenu par la réaction ^{12}C(d, p) ^{13}C. Nous avons pu conclure à la multipolarité dipolaire électrique E (1) de ce rayonnement gamma [3].

De la même façon nous avons déterminé la multipolarité du rayonnement de 4,43 MeV de ^{12}C obtenu par la réaction ^{9}Be (α, n) ^{12}C, qui a été trouvée être quadrupolaire électrique E (2) [4].

Nous avons enfin étudié les résonances en protons de 680 keV et de 1 390 keV de la réaction ^{11}B (p, γ) ^{12}C et avons trouvé pour la transition nucléaire de 12,14 MeV partant du niveau 16,57 MeV ainsi que pour celle de 17,22 MeV partant du niveau de 17,22 MeV des rayonnements de nature dipolaire électrique E (1).

BIBLIOGRAPHIE

[1] ROSE (M. E.), *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 678.
[2] GORODETZKY (S.), ARMBRUSTER (R.), CHEVALLIER (P.), GALLMANN (A.) et MANQUENOUILLE (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 482.
[3] GORODETZKY (S.), ARMBRUSTER (R.), CHEVALLIER (P.) et GALLMANN (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1623.
[4] GORODETZKY (S.), ARMBRUSTER (R.), CHEVALLIER (P.) et GALLMANN (A.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 898.

ÉTUDE DE QUELQUES SPECTRES GAMMA DE NIVEAUX EXCITÉS DES NOYAUX LÉGERS

Par MM. S. GORODETZKY, Th. MULLER et M. PORT,

Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg.

Sommaire. — Nous avons déterminé les transitions de rayons gamma du ^{21}Ne * par une méthode de coïncidence proton-gamma à l'aide de la réaction ^{20}Ne (d, p) ^{21}Ne. Les rayons gamma trouvés sont : 0,35 MeV ; 1,05 MeV ; 1,42 MeV et 2,78 MeV.

Abstract. — We have determined the gamma-ray transitions of ^{21}Ne * by a proton-gamma coïncidence method, with the réaction ^{20}Ne (d, p) ^{21}Ne. The gamma-rays found were : 0,35 MeV ; 1,05 MeV ; 1,42 MeV and 2,78 MeV.

Aucun des rayons gamma de ^{21}Ne n'a été déterminé jusqu'à présent [1]. Nous avons cherché à déterminer ces transitions gamma par la réaction ^{20}Ne (d, p) ^{21}Ne en étudiant le spectre des gamma en coïncidence avec les protons de la réaction ^{20}Ne (d, p) ^{21}Ne. Cette méthode permet d'éliminer tous les gamma provenant d'autres réactions.

La cible employée était une cible gazeuse de Ne spectroscopiquement pur. Le faisceau est limité à un diamètre de 1 mm au moyen de diaphragmes placés à 40 et à 80 cm de la cible. Le faisceau passe

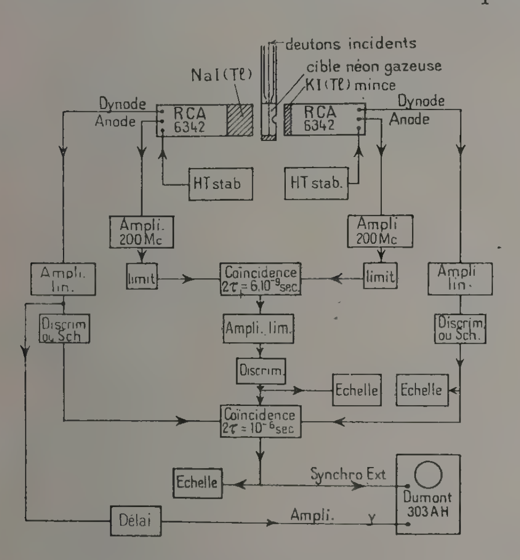


Fig. 1. — Représentation schématique du dispositif expérimental.

à travers une feuille d'une épaisseur d'environ 100 keV pour l'énergie des deutons incidents et qui ferme la cible du côté de l'accélérateur. Une boîte cylindrique centrée sur le faisceau contient le néon. Au milieu de la boîte et à 90° par rapport au faisceau, se trouve une fenêtre en aluminium d'un diamètre de 3 mm et d'une épaisseur de 1,52 mg/cm² permettant la détection des protons de la réaction au moyen d'un cristal mince de KI. En face du détecteur proton se trouve un cristal NaI de 1,5 in (38,1 mm) de diamètre et 1,5 in de haut pour détecter les gamma.

Les deutons ont une énergie de 1,13 MeV à l'endroit où les protons de la réaction sont détectés. Dans ces conditions l'épaisseur de la cible est de 30 à 50 keV pour des deutons de cette énergie, selon la pression du néon. La géométrie de détection des particules lourdes est telle que le compteur proton ne voit que le néon à l'exclusion de feuilles minces et diaphragmes frappés également par le faisceau.

Le signal du détecteur gamma est présenté sur l'axe vertical et photographié. Le balayage et la luminosité sont déclenchés par la coïncidence rapide proton-gamma et la coïncidence triple de ce signal et des signaux latéraux proportionnels.

Le circuit à coïncidence rapide a un temps de résolution de $\tau = 3.10^{-9}$ sec. L'intérêt de la coïncidence triple est de pouvoir rejeter les petites impulsions dues à des neutrons ou à des rayons gamma dans le compteur proton et de pouvoir mesurer le nombre de gammas du néon d'une certaine énergie. Cette méthode permet donc d'éliminer tous les rayons gamma autres que ceux provenant de la réaction ^{20}Ne (d, p) ^{21}Ne. Un absorbant de 0,2 mm d'aluminium mis devant le compteur proton fait disparaître 97 % des coïncidences mesurées. Ceci montre l'insensibilité du circuit aux coïncidences de rayons gamma-gamma. Aucun des gammas trouvés ne peut être attribué à l'un des isotopes rares du néon. Ceci est aussi en accord avec les mesures de groupes de protons que nous avons déjà faites [2]. Les alpha de Ne^{20} (d, α) ainsi que les groupes de protons conduisant à des niveaux supérieurs à celui de 2,8 MeV du ^{21}Ne ont des parcours trop faibles pour être détectés.

10^5 gamma en coïncidence avec des protons ont servi à ces mesures. Le nombre de fortuites était inférieur à 2 %. Nous trouvons les énergies de gamma suivantes : 0,35 ; 1,05 ; 1,42 ; 2,78 MeV. Ces valeurs sont les valeurs moyennes de plusieurs expériences répétées à différentes reprises et comportent des erreurs inférieures à 30 keV. L'absence d'autres gamma du ^{21}Ne signifie — estimons-nous — que leur intensité est inférieure à 20 %. Le rayon gamma de 1,05 MeV pourrait résulter de la transition de 0,97 MeV entre le niveau 3,73 et 2,80 MeV. Il est cependant plus probable qu'il résulte de la transition du niveau 2,80 à 1,73 MeV. Pour cette raison nous l'avons indiqué en pointillé sur notre schéma (fig. 2).

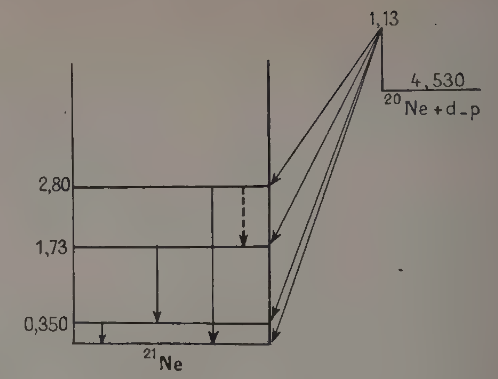


FIG. 2. — Schéma des cascades γ de la réaction : ^{20}Ne(d, p)^{21}Ne*(γ) ^{21}Ne.

BIBLIOGRAPHIE

[1] AJZENBERG, LAURITSEN, *Rev. Mod. Physics*, 1955, **27**, 77.

[2] GORODETZKY et al., *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2224.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 17, JUILLET 1956, PAGE 550.

SUR LES RÉACTIONS ^{10}B(d, p)^{11}B et ^{13}C(p, γ)^{14}N

Par MM. S. GORODETZKY, A. GALLMANN et M. CROISSIAUX,

Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

Sommaire. — La corrélation angulaire gamma-gamma passant par le niveau de 6,23 MeV de ^{14}N est en accord avec le spin 1 de ce niveau. Le niveau de 2,14 MeV du ^{11}B a vraisemblablement un spin 1/2.

Abstract. — The gamma-gamma correlation through the 6,23 MeV level of ^{14}N is in agreement with spin 1 for this level. The 2,14 MeV level of ^{11}B has probably spin 1/2.

A l'aide d'un spectromètre à coïncidence du type lent-rapide [1] nous avons fait quelques corrélations angulaires.

A) EN FONCTIONNEMENT GAMMA-GAMMA. — Nous avons bombardé une cible isotopique de ^{13}C par des protons de 1,16 MeV. Nous avons étudié la cascade 8,62 MeV $\rightarrow$ 6,23 $\rightarrow$ 0 de ^{14}N. Étant certains que nous ne comptons que les coïncidences qui proviennent de cette cascade, nous avons fait la corrélation angulaire des deux gamma de 6,23 et 2,4 MeV. Nos points expérimentaux sont en accord avec la valeur $J = 1$ (proposée par Woodbury [2]) du spin du niveau de 6,23 MeV avec un rayonnement de 6,23 MeV presque uniquement dipolaire ou quadrupolaire.

B. EN FONCTIONNEMENT PARTICULES LOURDES-GAMMA. — Nous avons bombardé une cible isotopique de ^{10}B par des deutérons de 1,2 MeV et avons étudié la corrélation angulaire des protons et des gamma correspondant au niveau de 2,14 MeV de ^{11}B. Nous nous sommes assurés que les coïncidences étaient dues uniquement à ce niveau.

En accord avec d'autres auteurs [3], [4] la valeur $J = 1/2$ pour le niveau de 2,14 MeV est compatible avec nos résultats expérimentaux.

BIBLIOGRAPHIE

[1] GORODETZKY, GALLMANN, CROISSIAUX, ARMBRUSTER, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1743.

[2] WOODBURY, DAY, TOLLESTRUP, *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 1199.

[3] THIRION, *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 2418.

[4] JONES et WILKINSON, *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 423.

ÉTUDE DE L'EFFET DOPPLER DES RAYONS GAMMA DE LA RÉACTION $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$

Par R. J. MACKIN (1), W. R. MILLS (2) et J. THIRION (3) *

Sommaire. — L'effet Doppler des rayons gamma de 3,64 et 3,84 MeV dans la réaction $^{10}B(\alpha,p)^{13}C$ a été étudié. Seul, le rayon gamma de 3,64 MeV présente un effet ; le niveau correspondant de ^{13}C a donc une vie moyenne inférieure à 3.10^{-13} s.

Abstract. — The Doppler shift of the gamma rays (3,64 and 3,84 MeV) from the reaction $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$ has been studied. The gamma ray of 3,64 MeV is the only one to exhibit a Doppler shift. These results indicate lifetimes shorter or longer than 3.10^{-13} s.

L'accélérateur électrostatique de 3 MeV du California Institute of Technology a été utilisé pour bombarder une cible de bore par des ions He^+. La cible de bore naturel de 20 μg/cm² a été obtenue par cracking du gaz diborane sur une feuille de tantale.

Les rayons gamma de la réaction $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$ [1] sont détectés par un cristal de INa (diamètre 1 1/2 inch (38,1 mm) ; longueur 1 1/2 inch). Trois raies γ ont été observées, de 3,69 ; 3,84 et 0,170 MeV. La transition de 3,84 MeV est du type $E3$ ou $M4$, les niveaux étant $5/2+$ et $1/2-$. La transition de 3,69 MeV est du type M1 ou E2, les niveaux étant $3/2-$ et $1/2-$. La transition de 0,170 MeV est en cascade avec la transition de 3,69 MeV et elle est du type E1 $(5/2+ \rightarrow 3/2-)$.

Les différents modes de transition impliquent des vies moyennes des états excités : celui de 3,84 MeV doit avoir une vie très supérieure à 10^{-13} s. Celui de 3,69 MeV doit avoir une vie très inférieure à 10^{-13} s. Le temps de ralentissement dans le tantale des noyaux de carbone 13 formés est d'environ 3.10^{-13} s [2]. De ce fait, l'étude de l'effet Doppler des rayons γ doit mettre en évidence ces propriétés de vie moyenne.

Le compteur à scintillations a été successivement placé à 0° dans la direction du faisceau He^+ et à 155° par rapport à cette direction. La figure 1 donne les résultats obtenus pour une énergie de 1,64 MeV du faisceau. A cette énergie, le niveau 3,84 MeV est produit avec une intensité 22 fois plus grande que celle du niveau à 3,68 MeV [3]. Il n'y a pas d'effet Doppler observable.

Les mesures ont été répétées à 2,3 MeV, résonance à laquelle le niveau de 3,85 MeV est produit avec une intensité 5 fois plus faible que celui de 3,68 MeV. On observe un effet Doppler de la raie 3,68 MeV, effet de 1,3 $\pm$ 0,2 %. L'effet théorique maximum est de 1,9 %. La géométrie du compteur

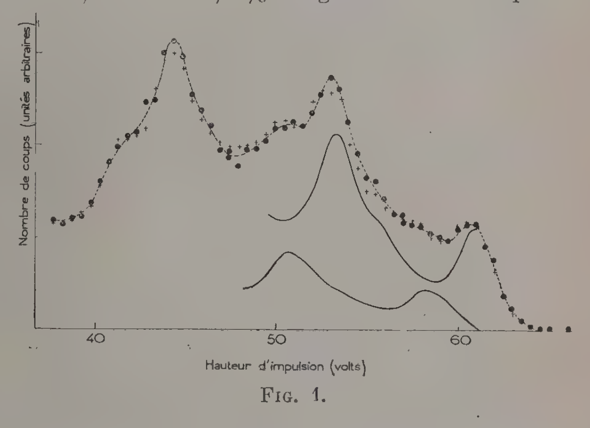


FIG. 1.

et la précision des mesures permettent de dire seulement que la vie moyenne est inférieure à 10^{-13} s.

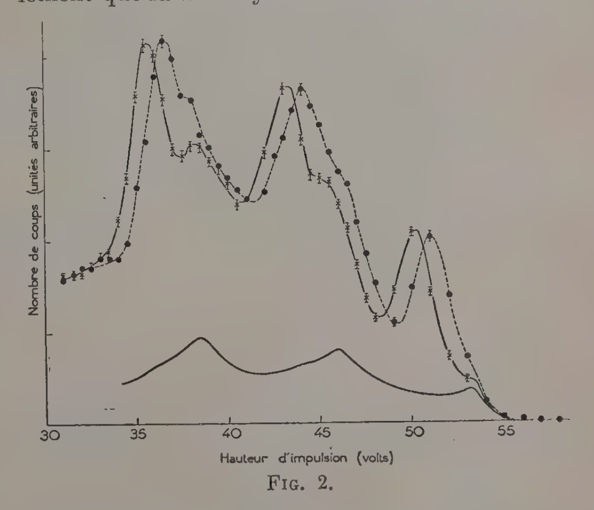


FIG. 2.

La courbe tracée en dessous des points expérimentaux (*fig.* 2) représente le spectre de la raie 3,85. Les courbes en trait plein de la figure 1 représentent les spectres des deux raies prises isolément.

* Ce travail a été effectué au Kellog Radiation Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena. Un article plus complet sur les rayons γ de la réaction $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$ paraîtra prochainement.

(1) Adresse actuelle : Office of Naval Research, Washington, 25, D. C.

(2) Adresse actuelle : General Electric Co, Schenectady, N. Y.

(3) Adresse actuelle : C. E. N., Saclay, France.

Ces courbes sont obtenues par essais successifs, tenant compte des intensités de protons données par Shire et al. [3]. La probabilité de transition en cascade du niveau à 3,85 MeV peut être évaluée à l'aide de la figure 1 en tenant compte des variations d'efficacité du compteur [4] et des distributions angulaires des γ correspondant aux moments angulaires déterminés par Shire et al. et par Stanley [5]. Cette probabilité est de $0,24 \pm 0,05$.

Les auteurs sont très reconnaissants à T. Lauritsen et W. A. Fowler pour de nombreuses discussions. L'un des auteurs remercie particulièrement le professeur C. C. Lauritsen et les membres du Kellogg Rad. Lab. pour l'accueil qui lui a été réservé.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ajzenberg (F.) et Lauritsen (T.), *Rev. Mod. Physics*, 1955, **27**, 77.
[2] Thomas (R. G.) et Lauritsen (T.), *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 269.
[3] Shire (E. S.), Wormald (J. R.), Lindsay-Jones (G.), Lunden (A.) et Stanley (A. G.), *Phil. Mag.*, 1953, **44**, 1197.
[4] Woodbury (H. M.), *Thèse.* Non publié.
[5] Stanley (A. G.), *Phil. Mag.*, 1954, **45**, 430.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 17, JUILLET 1956, PAGE 552.

COURBES D'EXCITATION DES PROTONS DE LA RÉACTION $^{16}O(d, p)^{17}O^*$ (NIVEAU à 875 keV)

Par Mme M. ROCLAWSKI-CONJEAUD et M. E. COTTON,
Service de Physique Nucléaire, Saclay.

Sommaire. — La distribution angulaire des protons au sommet d'une résonance due au noyau composé est nettement du type Butler [1].

Les courbes d'excitation de la réaction $^{16}O(d, p)^{17}O^*$ ont été étudiées de 1,7 à 4,6 MeV, en particulier à 135° et à 10° (au voisinage du maximum de la distribution angulaire de Butler à 0°). Avec l'angle d'observation, les résonances ont des formes variables, ce qu'on peut attribuer à un phénomène d'interférence. La courbe d'excitation à 10° présente 13 maxima correspondant à des niveaux du ^{18}F aux environs de 9,18-9,35-9,43-9,80-9,95-10,13-10,34-10,52-10,74-10,86-11,04-11,17-11,4 MeV

A paraître dans *Nuclear Physics.*

Abstract. — The angular distribution of protons at the peak of a resonance corresponding to a level of the compound nucleus is of Butler's type [1].

The excitation curves of the reaction $^{16}O(d, p)^{17}O^*$ were drawn from 1,7 to 4,6 MeV at 135° and 10° (in the neighbourhood of the maximum of Butler's distribution at 0°).

The form of the curve near the resonances is changed according to the observation angle, this effect being due to an interference effect. The excitation curve at 10° shows 13 maxima corresponding to levels of ^{18}F near 9,18-9,35-9,43-9,80-9,95-10,13-10,34-10,52-10,74-10,86-11,04-11,17-11,4 MeV.

To be published in *Nuclear Physics.*

[1] *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 241-252.

ÉTATS EXCITÉS DE ^6_2He

Par Mme DENYSE MAGNAC-VALETTE et M. PIERRE CÜER,
Laboratoire de Physique Corpusculaire de Strasbourg.

Sommaire. — Les auteurs ont essayé d'obtenir les états excités de ^6_2He par les réactions $^7_3Li + ^3_1H$. Deux méthodes ont été utilisées : la première, en ionisant du tritium et en accélérant à 0.84 MeV, les tritons obtenus sur une cible de lithium. Les particules obtenues sont détectées par une plaque photographique ; la deuxième, en irradiant une plaque chargée au lithium par un flux de tritons émis dans la réaction $^9_4Be(d, t)^8_4Be$.
On a trouvé l'état fondamental de ^6_2He, un état excité à 1,71 MeV (se désintégrant par γ) et un état à 9,3 MeV (se désintégrant par α). Il semble y avoir un état aux environs de 6 MeV. Ces résultats sont comparés à ceux du groupe de Chalk River (Allen et ses collaborateurs). On donne les sections efficaces de formation de ^6He fondamental et ^6He excité à 1,71 MeV.

Abstract. — The authors tried to approach different excited levels in ^6He by tritons induced reactions in ^7Li. Two methods have been applied, one sending a triton beam of 0,84 MeV obtained with ionized tritium on a lithium target and using a photographic plate as a detector, the other by sending outgoing tritons from reaction $^9Be(d, t)^8Be$ on a lithium loaded plate.
Excited levels at 1,71 MeV (decaying by γ) and 9,3 MeV (decaying by α) have been found. There is some evidence for a state around 6 MeV with a very weak probability. Comparison is made with Chalk River results (Allen and coworkers). Cross sections for ground state and first excited levels are given at 0,84 MeV and 90°.

Les réactions qui permettent d'atteindre les niveaux excités de ^6_2He sont toutes endothermiques, sauf celles qui sont induites par des tritons.

$$^6Li(np)^6He \quad -2.77 \text{ MeV}$$
$$^7Li(nd)^6He \quad -7.79 \text{ MeV}$$
$$^7Li(d\alpha^3)^6He \quad -4.52 \text{ MeV}$$
$$^7Li(\gamma p)^6He \quad -10.01 \text{ MeV.}$$

Ces réactions n'ont d'ailleurs jamais permis de trouver un niveau de ^6_2He sauf la dernière où l'état de 1.71 MeV a été retrouvé par Titterton [1].

Les deux types de réactions induites par tritons qui permettent d'atteindre les niveaux excités de ^6_2He sont les suivants :

$$^3_1H + ^3_1H = ^6_2He^*.$$

Mais $^3_1H + ^3_1H$ étant à 12,25 MeV au-dessus du niveau fondamental de ^6_2He, on ne peut ainsi mettre en évidence par les résonances des courbes d'excitation que les niveaux supérieurs à 12,25 MeV. Au contraire, $^7_3Li + ^3_1H = ^6_2He^* + ^4_2He$ (bilan : 9.79 MeV) permet théoriquement de trouver des états excités de ^6_2He même à basse énergie. Nous avons essayé de cerner le problème de deux manières différentes.

1. Une première série d'expériences consiste à observer dans un angle donné les groupes monocinétiques de particules α provenant de la réaction :

$$^7_3Li + ^3_1H = ^4_2He + ^6_2He^*.$$

Il faut pour cela disposer de tritium. Les expériences ont été faites à 0,24 MeV par le groupe d'Allen et ses collaborateurs et par nous-mêmes à 0,84 MeV avec le Van de Graaff de l'École Polytechnique en collaboration avec MM. Schmouker et Barjon.

Le spectre obtenu à 90° indique la formation du fondamental, et d'un état excité à 1.71 MeV ainsi que les continuum de particules α d'énergie au-dessus de 3 MeV. Le fondamental est peu abondant. La formation du premier état excité est au contraire extrêmement nette.

On a déterminé la section efficace différentielle à 90° et 0,84 MeV de l'état fondamental et du premier état excité de ^6_2He calculées en se référant à la section efficace différentielle σ_p à 90° et à 0,280 MeV de la réaction :

$$^7_3Li + ^1_1H = ^4_2He + ^4_2He + 17,34 \text{ MeV}$$

$$\sigma_1 = 20\,\sigma_p \qquad \sigma_2 = 33\,\sigma_p$$

pour $\sigma_p = 0,06$ mbarns/steradian :

$$\sigma_1 = 1.27 \text{ mb/std}$$
$$\sigma_2 = 2.10 \text{ mb/std.}$$

Allen et ses collaborateurs trouvent $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = 8$ à 0,240 MeV. Nous trouvons $\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = 1,6$ à 0,840. Ceci semble confirmer l'hypothèse d'Allen suivant laquelle les tritons de l'onde S ne contribuent pas à la formation du fondamental. Allen et ses collaborateurs ont émis également l'hypothèse d'un niveau à 3,35 MeV, mais pour des angles supérieurs à 90°.

Les états excités plus élevés sont difficiles à mettre en évidence par cette méthode, car les continuums provenant d'autres réactions :

$$^{7}_{3}Li(t, n)\,^{9}_{4}Be^* \quad ^{9}_{4}Be^* = \,^{8}_{4}Be^* + \,^{1}_{0}n \quad ^{8}_{4}Be^* = 2\alpha$$

$$^{7}_{3}Li(t, \,^{5}_{2}He)\,^{5}_{2}He \quad ^{5}_{2}He = \,^{4}_{2}He + \,^{1}_{0}n$$

$$^{7}_{3}Li(t, \,^{4}_{2}He)\,^{6}_{2}He^* \quad ^{6}_{2}He^* = \,^{5}_{2}He + \,^{1}_{0}n \quad ^{5}_{2}He = \,^{4}_{2}He + \,^{1}_{0}n$$

couvrent les pics monocinétiques correspondants.

II. Nous faisons appel alors à une autre méthode. Nous envoyons dans une plaque chargée des tritons de 3,8 MeV provenant de la réaction $^{9}_{4}Be + \,^{2}_{1}H$. Ces expériences ont été réalisées au générateur de l'Institut de Recherches Nucléaires de Strasbourg. Les réactions induites sur le lithium 7 sont de deux types :

1) $$^{7}_{3}Li + \,^{3}_{1}H = \,^{4}_{2}He + \,^{6}_{2}He$$

sans décomposition visible de $^{6}_{2}He$ ou

$$^{7}_{3}Li + \,^{3}_{1}H = 2\alpha + 2n.$$

La dernière réaction peut se faire par plusieurs intermédiaires :

2) ou bien la quadripartition brutale,

3) ou bien le passage par $^{8}_{4}Be$ excité $+ 2\,^{1}_{0}n$,

4) ou bien par $^{5}_{2}He + \,^{5}_{2}He$

5) ou par $^{6}_{2}He^*$

Nous avons pu mettre en évidence en procédant à une étude phénoménologique que la quadripartition, si elle à lieu, est extrêmement rare. Nous écartons ici les cas observés correspondant aux réactions 3) et 4) et nous considérons ceux ou seule la réaction 5) est possible. Les résultats sont les suivants :

Nous n'avons pas trouvé la réaction 1) avec formation du fondamental mais avec celle du 1er état excité. Ce dernier état est particulièrement intéressant car, au point de vue énergétique, il peut se désintégrer par tripartition ($^{4}_{2}He + 2\,^{1}_{0}n$) (1,71 — 0,92 MeV), mais non par bipartition (1,71 — 1,88 MeV). Or, nous n'avons pas constaté de décomposition. En calculant la durée de trajet de $^{6}_{2}He$ dans la plaque, nous pouvons affirmer que la vie moyenne de cet état est supérieure à 10^{-12} sec. Cet état ne se décomposant pas en particules est sans doute un niveau γ.

Ce fait doit être rapproché du fait que Titterton a pu mettre en évidence un niveau de $^{6}_{2}He$ à 1,6 $\pm$ 0,2 MeV par l'étude des réactions $^{7}Li\ (\gamma p)\ ^{6}He$ — 10,01 MeV.

Nous avons trouvé un cas indiquant un niveau à 6 MeV $\pm$ 0,9. Dans le premier cas, on ne peut dire s'il y a eu ou non décomposition de $^{6}_{2}He^*$, la résultante neutre étant émise dans la même direction. Dans le 2e cas, il y a eu décomposition et les deux neutrons font entre eux un angle très petit.

Enfin, nous avons trouvé un grand nombre de cas impliquant l'existence de 1 ou plusieurs niveaux de $^{6}_{2}He$ décomposables en particules dans la région 9,3 $\pm$ 0,7 MeV.

Dans la moitié des cas environ, la réaction $^{7}_{3}Li(t,2n)2\alpha$ passe par cet intermédiaire qui se décompose en particules α de très faible énergie.

QUELQUES INDICATIONS SUR LES NIVEAUX FAIBLEMENT EXCITÉS DE ^{8}Be ET ^{7}Li OBTENUS PAR LES RÉACTIONS ^{9}Be(d, α)^{7}Li* ^{9}Be(d, t)^{8}Be*

Par J. J. JUNG et PIERRE CÜER,
Laboratoire de Physique Corpusculaire, Strasbourg.

Sommaire. — L'étude détaillée des réactions de compétition :

I ^{9}Be(d, α)^{7}Li* ^{7}Li* = α + t
et II ^{9}Be(d, t)^{8}Be* ^{8}Be* = α + α

permet de connaître les niveaux peu excités de ^{8}Be et ^{7}Li, essentiels pour assurer les modèles de ces noyaux. Ces réactions, étudiées depuis plusieurs années, au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Strasbourg, jusqu'à 1,4 MeV, sont étendues à 3,5 MeV grâce au générateur Van de Graaff de Saclay. Les particules émises, après triage magnétique, sont recueillies en bonne géométrie dans des émulsions nucléaires E_1. Un histogramme de 8 000 traces de tritons à 30° indique très nettement l'état bien connu, large de 2,8 MeV de ^{8}Be. La fin des continuum permet d'assurer les transitions α + t des états de 4,6 MeV (étroit) et 6,6 MeV (large) de ^{7}Li. On ne trouve pas d'autre état pour ^{7}Li. Un pic pas très significatif à 2,2 MeV pour ^{8}Be mérite une étude ultérieure.

Abstract. — The authors study some details of the competitive reactions

I ^{9}Be(d, α)^{7}Li* ^{7}Li* = α + t
and II ^{9}Be(d, t)^{8}Be* ^{8}Be* = α + α

which allow to give evidence about low lying excited for ^{8}Be and ^{7}Li. The question is quite important for studies about the models of these two nuclei. These desintegrations which have been studied during some years in the Laboratory of Corpuscular Physics at Strasbourg are extended to 3,5 MeV with the help of the Saclay Van de Graaff set up. The emitted particules are magnetically separated and collected in nuclear E_1 emulsions. We can see on an 8 000 triton tracks histogrammes at 30° the well known broad 2,8 MeV state of ^{8}Be. The continuum ends show the α + t transitions of the 4,6 (narrow) and 6,6 MeV (broad) states of ^{7}Li. No other excited state is formed for ^{7}Li. Some tracks corresponding at 2,2 MeV for ^{8}Be indicate that a further study on this point would be worthy.

La connaissance des caractéristiques des niveaux peu excités de ^{7}Li et ^{8}Be est très importante pour la détermination de modèles de sous-structures possibles (notamment les structures α) dans ces deux noyaux.

Nous avons étudié depuis quelques années, en détail, les réactions de compétition suivantes, particulièrement favorables pour l'étude de ces niveaux :

I ^{9}Be(d, α)^{7}Li* ^{7}Li* → α + t
II ^{9}Be(d, t)^{8}Be* ^{8}Be* → α + α

La réaction globale : ^{9}Be + d → 2α + t avait été d'abord interprétée à tort comme une tripartition [1]. Nous avons pu montrer [2], et cette interprétation a été confirmée depuis extensivement par les Américains [3], qu'il s'agissait, en fait, de passages par les états excités de ^{7}Li et ^{8}Be selon les modes I et II.

L'analyse des tritons des spectres de ces réactions nous renseigne donc d'une part, sur la position des groupes monocinétiques correspondant à des états excités de ^{8}Be, d'autre part, la forme et la fin des continuum nous indiquent la position et les caractéristiques des niveaux de ^{7}Li.

Parmi plusieurs dispositifs expérimentaux utilisés à cet effet, l'un des plus efficaces a consisté à trier magnétiquement (8 000 gauss) les particules émises à 30° de la cible très mince de ^{9}Be sur formvar bombardée par des deutons incidents d'énergie variable.

Les particules étant séparées magnétiquement, il nous reste dans la région intéressante, le spectre assez étalé des tritons que nous pouvons étudier en détail à l'aide de statistiques assez nombreuses.

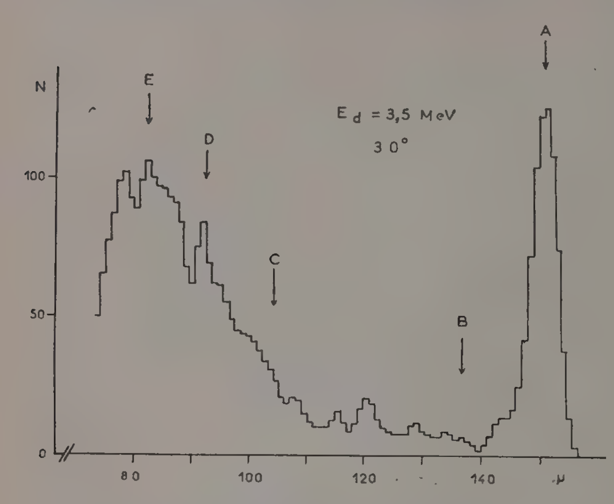
Dans les premières expériences, à des énergies incidentes de 1 et 1,3 MeV [4], nous avons pu mettre en évidence seulement l'état excité large très connu de 2,9 MeV pour ^{8}Be et nous avons pu proposer que l'état étroit de 4.6 MeV de ^{7}Li se décomposait en α + t (vraisemblablement également celui de 6.6 MeV.).

Une contribution assez importante a été trouvée pour l'état de 4,6 MeV pour une énergie incidente de 1,3 MeV.

L'état de 5,5 MeV, proposé par Zürich [5] n'apparaissait absolument pas dans ces premières expériences.

L'énergie incidente était cependant un peu faible pour que nous puissions disposer d'un étalement de tritons suffisant permettant d'éliminer définitivement une présence à faible probabilité des niveaux faiblement excités de ^{8}Be et du niveau intermédiaire de ^{7}Li.

A l'aide du générateur de Saclay, nous avons donc effectué à nouveau l'exposition à 30° à l'aide du même électro-aimant, mais à une énergie incidente de deutons de 3,5 MeV. (Voir figure.)



A Groupe de tritons : Be^9 (dt) Be^8
B Limite du continuum de tritons : Be^9 (dα) Li^{7x} (6,6 MeV) $Li^{7x} \rightarrow \alpha + t$
C Limite du continuum de tritons : Be^9 (dα) Li^{7x} (4,6 MeV) $Li^7 \rightarrow \alpha + t$
D Groupe de tritons : Be^9 (dt) Be^{8x} (2,2 MeV) ?
E Groupe de tritons : Be^9 (dt) Be^{8x} (2,87 MeV)

On peut constater que cet histogramme comprend de l'ordre de 8.000 traces et a été trouvé identique pour deux observateurs différents.

On peut constater également que pour ^{8}Be, le niveau de 2.9 MeV est toujours très visible et bien détaché.

Il existe cependant un pic non parfaitement défini statistiquement à l'endroit où devrait se trouver l'état de 2.2 MeV [6].

Comme l'histogramme est tracé à un seul angle et que quelques fluctuations assez importantes sont apparentes tout au long du continuum, nous sommes loin d'être affirmatifs sur la présence de ce groupe. Cependant, ce cas mérite certainement d'autres expériences (en cours dans notre Laboratoire).

Pour ^{7}Li, la fin du continuum de l'état de 4,6 MeV est abrupte, ce qui signifie un niveau étroit ; celle de 6,6 MeV, très visible, est plus large, ce qui indique, comme il était dit par ailleurs, un niveau large, les deux donnant une émission certaine $\alpha + t$.

Nous n'avons encore ici aucune évidence de l'état proposé à 5.5 MeV (du reste trouvé avec une très mauvaise statistique dans ^{7}Li(γ, t)α par Stoll). Si cet état existe, avec la transition $\alpha + t$, sa probabilité est beaucoup plus faible que celle des niveaux qui l'encadrent sur toute une gamme d'énergies d'excitation qui s'étend de 1 à 3.5 MeV.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Inglis, *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 104.
[2] Cüer (P.) et Jung (J. J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 204 ; *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 1151.
[3] Gelinas (R. W.) et Hanna (S. S.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 483. Hanna, *Thèse*, 1953.
[4] Cuer (P.) et Jung (J. J.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 385.
[4] Stoll (P.), *Helv. Phys. Acta*, 1954, **27**, 395.
[6] Trumpes (B.), Grotdal (T.), Graue (A.), *Nature*, 1952, **170**, 1118.

RÉACTION $^{10}B(d, \alpha)^{8}Be^*$

Par C. BOCKELMAN et A. LÉVÊQUE,
M. I. T., Cambridge, U. S. A., Physique Nucléaire, Saclay.

Sommaire. — Les états excités de ^{8}Be dans la région d'excitation comprise entre 0 et 9 MeV ont été recherchés à l'aide du grand spectrographe à particules lourdes du M. I. T. On a utilisé la réaction $^{10}B(d, \alpha)^{8}Be$ pour une énergie de deutérons de 5 MeV.
Aucun niveau n'a été observé à l'exception de celui, bien connu, à 2,94 MeV.

Abstract. — The excited states of ^{8}Be in the excitation region between 0 and 9 MeV has been searched using the M. I. T. broad range heavy particle spectrograph. The reaction $^{10}B(d, \alpha)^{8}Be$ has been used, the bombarding energy being 5 MeV.
No level has been found excepting the 2,94 well established state.

Les niveaux signalés par Steigert et Sampson (diffusion α-α) et Cuer, Jung et Bilwes (réaction $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be^*$; $E_d = 1$ MeV) sont contestés par l'équipe d'Inglis. Ce dernier analysant, dans des conditions variées, les particules α produites dans les réactions $^{10}B(d,\alpha)^{8}Be^*$, $^{11}B(p, \alpha)^{8}Be^*$, à l'aide d'un spectrographe magnétique, n'a pu mettre en évidence, pour des énergies de deutérons comprises entre 1,43 et 3,18 MeV, aucun niveau de ^{8}Be d'énergie inférieure à 8 MeV à l'exception du niveau bien connu à 2,94 MeV.

Nous avons tenté, en fin 1954, de mettre en évidence ces niveaux en utilisant le nouveau spectromètre à particules lourdes du M. I. T. L'énergie des deutérons était de 5 MeV ; les angles d'observation étaient 50° et 90°.

Les résultats de la mesure à 50° sont indiqués sur la figure. Un comptage plus serré des traces a été fait dans la région d'excitation de ^{8}Be aux alentours de 7,5 MeV, pour chercher le niveau de largeur 1,2 ± 0,4 MeV de Steigert et Sampson.

Dans toutes ces mesures, il existe des continuums de particules α produits lors de la cassure de ^{8}Be. Leur position relative par rapport aux groupes d'α produits dans la réaction varie avec l'énergie. Il est donc possible que Cuer et al. se soient trouvés dans des conditions plus favorables pour mettre en évidence certains groupes de faible intensité.

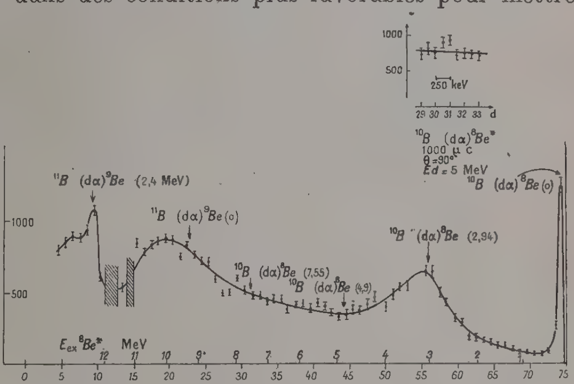


FIG. 1. — En haut à droite, lire θ = 50° au lieu de θ = 90°.

Nous tenons à remercier M. Bernheim, Mme Passot et Mlle Pons pour le comptage des plaques utilisées dans ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

[1] STEIGERT et SAMPSON, *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 660.
[2] CUER, JUNG et BILWES, *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1405.
[3] HOLLAND, MALM et INGLIS, *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 92.

SUR LA TRANSITION $0^+ \rightarrow 0^+$ DANS ^{90}Zr

Communication de T. YUASA, J. LABERRIGUE-FROLOW,
Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France

et L. FEUVRAIS,
Laboratoire de Synthèse Atomique d'Ivry.

Sommaire. — Recherche expérimentale des électrons de conversion interne, et étude des rayons γ émis lors de la désintégration de ^{90}Y. L'observation de deux raies d'électrons de conversion interne correspondant à la désexcitation du niveau de 1,74 MeV [$e_c/\beta^- = (1,6 \pm 0,6).10^{-4}$] et l'absence de raie γ correspondant à cette désexcitation ($\gamma/\beta^- < 4,3.10^{-6}$) nous permet de confirmer l'existence d'un transition $0^+ \rightarrow 0^+$ dans ^{90}Zr.

Abstract. — An experimental research of internal conversion electrons and a study of γ rays emitted in the desintegration of ^{90}Y.
The observation of 2 lines of internal conversion electrons corresponding to the deexcitation from the 1,74 MeV level ($e_c/\beta^- = (1,6 \pm 0,6).10^{-4}$) and the absence of the γ line corresponding to this deexcitation ($\gamma/\beta^- < 4,3.10^{-6}$) permit us to confirm the existence of a $0^+ \rightarrow 0^+$ transition in ^{90}Zr.

Des travaux récents sur la désintégration de ^{90}Y, (Storruste [1], Greenberg et Deutsch [2] et Johnson, Johnson et Langer [3]), suggèrent que, contrairement à ce qui était admis jusqu'alors, ^{90}Y, n'est pas émetteur β^- pur avec un spectre simple. Storruste [1] émet l'hypothèse de l'existence d'une raie γ d'énergie voisine de 1,4 MeV. D'après Johnson et al. [3] le spectre β^- serait complexe : la seconde composante aboutit à un état se désexcitant en suivant une transition $0^+ \rightarrow 0^+$ d'énergie $\sim 1,75$ MeV dans ^{90}Zr. Ce résultat expérimental confirme la théorie de Ford [4].

Il n'existe que peu d'évidences expérimentales de telles transitions. (^{16}O, RaC', ^{72}Ge, et peut-être ^{8}Be, ^{12}C, et ^{40}Ca). C'est pourquoi il nous a semblé intéressant de préciser l'existence éventuelle de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ dans ^{90}Zr en vérifiant, avec une source pure et d'activité spécifique élevée et à l'aide du spectrographe β à lentille magnétique épaisse du laboratoire de Synthèse Atomique d'Ivry ayant un pouvoir de résolution 0,8 % si les électrons de conversion interne correspondant à cette désexcitation existent bien ; et à l'aide d'un spectromètre γ à scintillation de NaI(Tl) relié au sélecteur à 50 canaux du laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France qu'aucune raie γ correspondant à cette désexcitation n'apparaît.

Nous utilisions des sources d'^{90}Y d'activité spécifique ~ 1 mC/mg extraite de ^{90}Sr par M. Bonnin du laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires par la méthode de chromatographie sur résine échangeuse d'ions (1), dont nous avons vérifié la pureté (^{90}Sr/^{90}Y $< 10^{-6}$).

Nos résultats sont les suivants :

Nous observons les électrons de conversion interne K et $L + M$ correspondant à une transition de 1,736 MeV. Ce qui confirme l'observation de Johnson et al. [3].

Nous n'observons pas, lié à la désintégration de Y 90, d'émission de raies γ. Ce qui infirme l'hypothèse de Storruste [1].

La désintégration β^- de ^{90}Y ne doit donc pas être simple, et doit conduire au niveau excité 0^+ par émission d'un spectre β^- dont $E_{max} = 0,54$ MeV. L'intensité de cet embranchement β^-, estimée en admettant que la valeur de $(w_0^2 - 1)ft$ soit la même pour les deux composantes, est un peu supérieure à $(e_c + e^+)/\beta^-$ obtenue d'après notre valeur de e_c/β^- et celles de e^+/β^- citées plus haut.

Le tableau résume, compte tenu des résultats de [2] et [3], les conclusions de notre étude dont une note plus détaillée a paru [5] aux Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris.

(1) Un article de M. Bonnin concernant la séparation chimique paraîtra dans le bulletin de la Société Chimique de France.

TABLEAU

Auteurs	e_0/β^-	e^+/β^-	e_k/paires	ΔE (MeV) $O^+ \to O^+$	$I\gamma$ à à 1,75 MeV	$(e_0 + e^+)/\beta^-$	β_2/β_1
Greenberg et al. [2]..	—	$(3,6 \pm 0,9).10^{-5}$	1,4 (a)	—	—	—	—
Johnson et et al. [3]..	5.10^{-5}	$(2 \pm 1).10^{-4}$	$(0,22 \pm 0,10)$ (b)	1,75	$< 5.10^{-6}$	$\sim 2,5.10^{-4}$	—
Nos résultats	$(1,6 \pm 0,6).10^{-4}$	—	$(3,0 \pm 1,5)$ (c)	1,736	$< 4,3.10^{-6}$	$(2 \sim 3,6).10^{-4}$	—
Calculs	$e_k/\beta^- \sim 1,06.10^{-4}$; $e_{L+M}/\beta^- \sim 0,54.10^{-4}$						
Calculs théoriques..			2,6 (d)				$4,25.10^{-4}$ (e)

(a) avec e_k/β^- donné dans [3] ;

(b) e_k/e_0 estimé par nous;

(c) avec e^+/β^- donné dans [2];

(d) obtenu par Greenberg et al. d'après la théorie de Thomas;

(e) calculé en admettant que $(w_0^2 - 1)ft$ est le même pour β_1 et β_2.

En conclusion, nous infirmons le schéma proposé par Storruste et confirmons celui de Johnson et al. Il est donc possible de penser que ^{90}Zr s'inscrit effectivement parmi les cas où se produit une désexcitation $O^+ \to O^+$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Storruste (A.), *Thèse*, Université Oslo, 1951.
[2] Greenberg (J.) et Deutsch (M.), Communication privée et *Phys. Rev.*, 1956, **102**, p. 415.
[3] Johnson (O. E.), Johnson (R. G.) et Langer (L. M.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1517.
[4] Ford (K. W.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1516.
[5] Yusata (T.), Laberrigue-Frowlow (J.) et Feuvrais (L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 2129.

DEUXIÈME ÉTAT EXCITÉ DE ^{19}F. VIE MOYENNE ET MOMENT MAGNÉTIQUE

Par P. LEHMANN, A. LÉVÊQUE, M. FIEHRER et R. PICK,
Physique Nucléaire, Saclay.

Sommaire. — On mesure la variation de distribution angulaire des rayons γ de 197 keV de ^{19}F* par rapport à la direction du faisceau de protons, en fonction du champ magnétique agissant sur les noyaux. La cible de ^{19}F a été prise à l'état liquide (solution de FK dans l'eau) pour diminuer l'interaction quadrupolaire. La valeur trouvée pour μ(197 keV) est $+ 3,7 \pm 0,4$. On n'a constaté aucune perturbation quadrupolaire notable.

Abstrat. — The variation of the angular distribution of the 197 keV gamma ray of ^{19}F* with respect to the direction of the proton beam is measured as a function of a magnetic field acting on the nuclei.

The target of ^{19}F is in a liquid state (FK in H_2O) to decrease the quadrupole interaction.

The value found for μ(197 keV) is $+ 3,7 \pm 0,4$. No significant quadrupole perturbation is found.

La vie moyenne de l'état excité de ^{19}F(197 keV, 5/2 +) est de $(1,23 \pm 0,07).10^{-7}$ s [1]. Cette longue vie rend possible la mesure du moment magnétique par l'étude de la perturbation de la distribution angulaire des γ sous l'influence d'un champ magnétique appliqué en milieu liquide. Une première expérience [2] avait donné le résultat $\mu = + 4,0 \pm 0,9$ magnétons nucléaires. De nouvelles mesures ont été entreprises afin d'augmenter la précision du résultat. Le dispositif expérimental était le même que dans la référence [2]. Nous avons mesuré, pour un angle $\theta = 45^o$, le rapport

$$R = \frac{N(+\theta, H)}{N(-\theta, H)} = \frac{N(-\theta, -H)}{N(+\theta, -H)}.$$

Les points expérimentaux sont portés sur la figure ; les courbes en trait plein représentent deux courbes théoriques correspondant à des valeurs de μ différant de 6 %. On en tire $\mu = + 3,7 \pm 0,4$ magnétons nucléaires.

Nous avons répété l'expérience en changeant la concentration de la solution. Les résultats obtenus sont identiques aux précédents ; ils indiquent que notre mesure n'est pas perturbée par une interaction quadrupolaire.

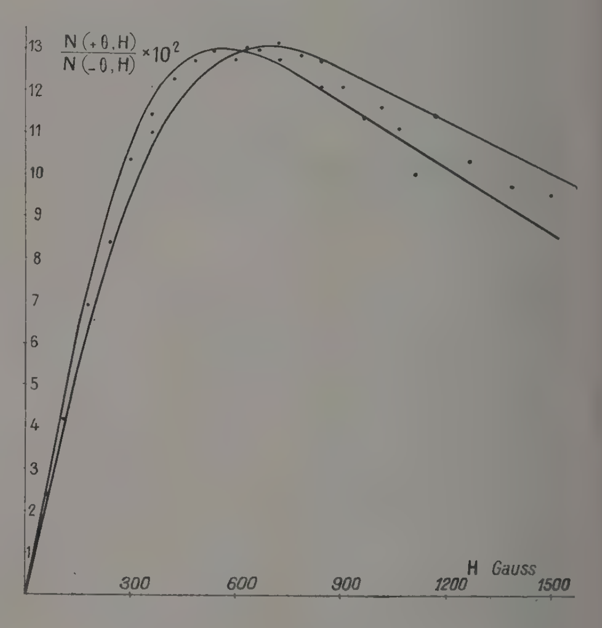


Fig. 1.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Fiehrer (M.), Lehmann (P.), Lévêque (A.) et Pick (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1748.

[2] Lehmann (P.), Lévêque (A.) et Fiehrer (M.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 700.

LES PREMIERS NIVEAUX DU ^{18}F

Par M. V. NAGGIAR, Mme M. ROCLAWSKI-CONJEAUD, Mlle D. SZTEINSZNAIDER et M. J. THIRION,
Service de Physique Nucléaire, C. E. N., Saclay.

Sommaire. — L'analyse des neutrons et des gamma de la réaction $^{18}O(p, n)^{18}F^*$ confirme un niveau du ^{18}F déjà connu à 1 050 ± 20 keV et révèle un niveau à 950 ± 15 keV.

Abstract. — The analysis of neutrons and gamma from the reaction $^{18}O(p, n)^{18}F^*$ confirms an already known 1 050 ± 20 keV level for ^{18}F. A 950 ± 15 keV level is revealed.

D'après le modèle des particules indépendantes en couplage intermédiaire, les calculs d'Elliott et Flowers [1] prévoient trois niveaux du ^{18}F à une énergie d'excitation inférieure à 1,5 MeV, leurs spins étant 0^+, 3^+ et 5^+.

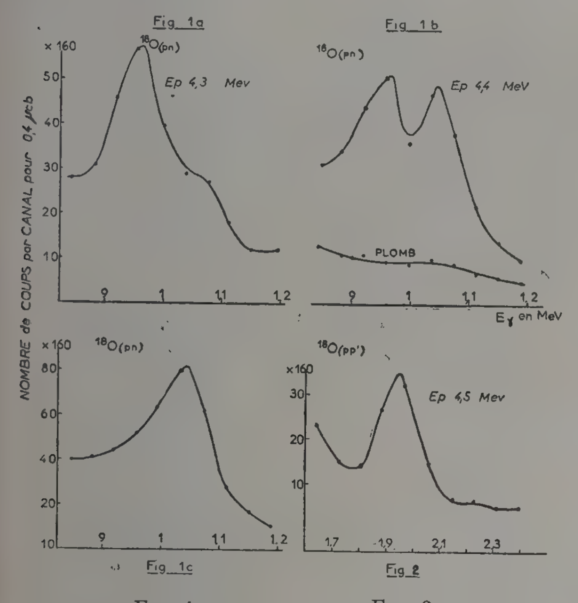


FIG. 1.
Gamma de $^{18}O(p, n)^{18}F^*$.

FIG. 2.
Gamma de $^{18}O(p, p')^{18}O^*$.

Par l'étude des neutrons dans la réaction $^{18}O(p,n)$, nous avons observé deux niveaux à 960 ± 10 keV, 1 065 ± 15 keV et un troisième niveau éventuel à 1 245 ± 10 keV [2].

Pour observer les gamma de désexcitation du ^{18}F, la cible est constituée par une pellicule de glace obtenue par condensation de vapeur d'eau, enrichie en ^{18}O, sur un support de plomb spectroscopiquement pur, refroidi à l'azote liquide. La détection se fait avec un cristal INa (diamètre 10 cm ; hauteur 10 cm). Suivant les résonances du ^{19}F, on observe, avec des intensités variables, un gamma de 940 ± 20 keV et un gamma de 1 040 ± 20 keV (*fig.* 1), compatibles avec les deux premiers niveaux observés en neutrons. Il n'y a aucun indice de gamma de 1 250 keV correspondant à la désexcitation de ce niveau par gamma en cascade. Par ailleurs, on observe un gamma de 1,9 MeV correspondant à $^{18}O(p, p')$ (*fig.* 2).

Nous confirmons ainsi un niveau de ^{18}F déjà connu à 1050 ± 20 keV et trouvons un niveau à 950 ± 15 keV (1).

(1) Depuis cette communication, des expériences en cours décèlent un effet Doppler sur le gamma de 1 050 keV et pas d'effet sur le gamma de 950 keV. Si on se limite aux possibilités 0^+ 3^+ 5^+ pour les spins et parités des niveaux, la transition de 1 050 keV serait donc M1 et le niveau 0^+, $T = 1$.

RÉFÉRENCES

[1] ELLIOTT (J. P.) et FLOWERS (B. H.), *Proc. Roy. Soc.* 1955, **229** A, 536.

[2] NAGGIAR (V.), ROCLAWSKI-CONJEAUD (M.), SZTEINSZNAIDER (D.) et THIRION (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 11, 1443.

IV. NEUTRONIQUE ET FISSION

L'INTERPRÉTATION DES RÉSONANCES GÉANTES DANS LA DIFFUSION ÉLASTIQUE DES NEUTRONS PAR LES NOYAUX

Par L. VERLET,
Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure.

Sommaire. — La généralisation du modèle de Wigner, Lane et Thomas permet d'abaisser la valeur du second moment des largeurs réduites à (9 MeV)^2.

Abstract. — The Wigner, Lane and Thomas model is generalized so as to lower the second moment of the distribution of the reduced widths to (9 MeV)^2.

On sait que les sections efficaces de diffusion des neutrons non monochromatiques par les noyaux présentent, quand l'énergie varie, de larges résonances mises en évidence par H. Barshall [1]. L'interprétation phénoménologique [2] de ces résonances a été faite en représentant le noyau cible par un puits de potentiel carré, ayant une partie réelle de l'ordre de 40 MeV, et une partie imaginaire de l'ordre de 2 MeV à faible énergie.

D'autre part, quand on étudie la variation des largeurs réduites en fonctions de l'énergie, on observe aussi des résonances géantes, et on peut montrer que le second moment de la distribution des largeurs réduites est approximativement égal au carré de la partie imaginaire du potentiel de Weisskopf. Partant de cette remarque, Lane, Wigner et Thomas [3] ont essayé d'expliquer les résonances géantes à partir de la connaissance des interactions nucléon-nucléon. A cet effet, ils introduisent un modèle qui constitue un intermédiaire entre le modèle à particules indépendantes dans lequel le neutron incident se meut dans un potentiel moyen créé par les autres nucléons, et entre le modèle uniforme où toute trace de potentiel moyen a disparu. Ce modèle s'écarte du modèle à particules indépendantes en ce sens que l'interaction résiduelle due aux fluctuations par rapport au potentiel moyen est prise en considération. L'effet de cette interaction résiduelle est de mélanger les niveaux nucléaires autour des niveaux du modèle à particules indépendantes dans un domaine d'énergies qu'on supposera être suffisamment restreint pour que toute trace du modèle à particules indépendantes ne disparaisse pas. On montre alors que le second moment des largeurs réduites est égal à la moyenne du carré de l'interaction résiduelle. Malheureusement, on obtient ainsi, avec un potentiel nucléon-nucléon sans échange, dont la portée est fixée par la théorie de la portée effective et dont la profondeur est déterminée pour donner le potentiel réel du modèle de Weisskopf, une valeur du second moment de (15 MeV)^2 à (20 MeV)^2, suivant la forme du potentiel nucléon-nucléon utilisé, c'est-à-dire près de 100 fois trop grande. L'introduction de forces d'échange ne fait qu'aggraver cette situation.

Il convient de remarquer que, pour calculer le second moment par la méthode précédente, on prend une moyenne par rapport à l'état de base du système neutron-noyau, décrit par un produit de la fonction d'onde du neutron et de celle du noyau cible. On peut introduire, pour effectuer cette moyenne, des fonctions d'onde plus générales qui, sans changer l'expression des largeurs réduites, permettent de tenir compte plus correctement de l'interaction résiduelle. On peut, par exemple, inclure dans la fonction d'onde l'effet de la polarisation induite dans la cible par le neutron incident [4] ; on peut aussi y introduire des corrélations entre le neutron incident et les nucléons du noyau cible [5]. Les deux méthodes donnent une valeur de (9 MeV)^2 environ pour le second moment et semblent équivalentes. L'introduction de forces à trois corps donnant la possibilité de résoudre le problème de la saturation permet d'abaisser la valeur du second moment à (5 MeV)^2.

BIBLIOGRAPHIE

[1] BARSHALL (H. H.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 431.
[2] FESBACH, PORTER et WEISSKOPF, *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 448.
[3] LANE (A. M.), THOMAS (R. G.) et WIGNER (E. P.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 693.
[4] VOGT (E.), Meeting de *Amer. Phys. Soc. Mexico*, août 1955 et article à paraître.
[5] LANE (A. M.) et VERLET (L.), Meeting de *Amer. Phys. Soc.*, Mexico, août 1955 et VERLET (L.), article à paraître.

ÉTUDE DE LA VARIATION DU NOMBRE DE NEUTRONS ÉMIS PAR LA FISSION DU ^{239}Pu DANS LES DOMAINES THERMIQUE ET ÉPI-THERMIQUE

Par J. M. AUCLAIR, M. JACOB et H. LANDON,
Neutronique Expérimentale, C. E. N., Saclay.

Sommaire. — L'étude de la variation du nombre moyen de neutrons émis par la fission de ^{239}Pu, en fonction de l'énergie du neutron incident montre que, à environ 1 % près, ce nombre est constant du domaine thermique à quelques électron-volts.

Abstract. — The study of the variation of the average number of neutrons emitted per fission by ^{239}Pu as a function of the energy of the incident neutron shows that within an accuracy of about 1 % this number is constant from thermal energy up to several electron-volts.

Cette étude a été réalisée à l'aide du spectromètre à cristal installé à la pile de Saclay par comptage en coïncidence des fissions produites dans une chambre à fission et des neutrons provenant de ces fissions. Les impulsions de fission étaient reçues sur une chaîne d'amplification à large bande passante. La détection des neutrons s'effectuait à l'aide de compteurs à BF_3 noyés dans de la paraffine, disposés autour de la chambre à fission.

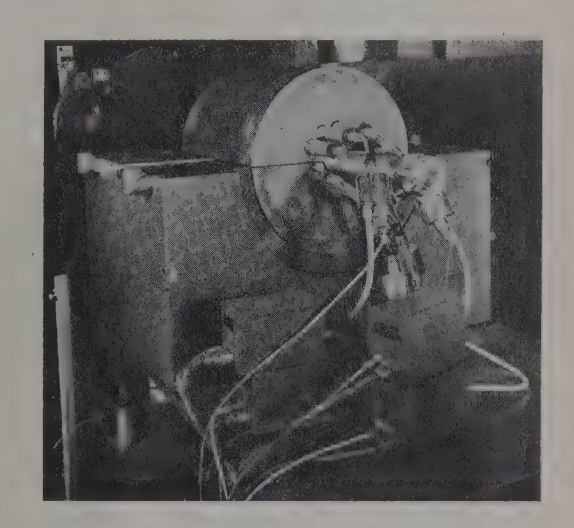
Une description plus complète du dispositif expérimental et une partie des résultats obtenus ont été publiés aux comptes rendus de l'Académie des Sciences [1].

Des mesures ultérieures effectuées à l'aide du même dispositif ont donné comme rapport des nombres moyens de neutrons émis par fission entre les énergies de 0,3 eV et 0,06 eV du neutron incident :

$$1{,}0025 \pm 0{,}005.$$

L'utilisation d'un cristal de béryllium a ensuite permis une mesure de ce rapport entre les énergies de 8 eV et 0,1 eV et a donné :

$$0{,}993 \pm 0{,}022.$$



Disposition de la chambre à fission et des compteurs à neutrons à l'intérieur des blindages de paraffine.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1935.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA PHASE DE TRANSITION ENTRE LE RALENTISSEMENT ET L'ÉQUILIBRE THERMIQUE DES NEUTRONS

Par J. MARTELLY et C. ROBERT,
Neutronique Expérimentale, Saclay.

Résumé. — On a mesuré dans le graphite le terme d'âge $\tau = \frac{\overline{r^2}}{6}$ entre l'énergie de 1,45 eV et les sources de neutrons thermiques. Une première méthode par « empoisonnement » du graphite avait donné : $\tau = 43 \pm 10$ cm² [1]. Les mesures ont été reprises dans le graphite pur en cherchant la fonction de répartition $f(r)$ (atteinte par sa transformée de Fourier) des sources thermiques autour d'une source de 1,45 eV.

On en tire :

$$\tau = \frac{\overline{r^2}}{6} = \frac{\int r^2 f(r)\, \mathrm{d}v}{\int f(r)\, \mathrm{d}v},$$

ce qui a donné :

$$\tau = 50 \pm 5 \text{ cm}^2.$$

BIBLIOGRAPHIE

[1] Duggal et Martelly, Communication n° 358 à la Conférence de Genève.

SECTION EFFICACE DE CAPTURE RADIATIVE DE ^{236}U

Par J. CHARON, P. HUBERT et R. JOLY,
Neutronique Expérimentale, C. E. N., Saclay.

Sommaire. — Nous avons répété la mesure de la section efficace de capture radiative de ^{236}U pour le spectre de neutrons de la Pile de Saclay et confirmé notre premier résultat (24 ± 7 b). Cette valeur est en désaccord avec la valeur publiée par l'A. E. C. U. 2 040 (9 ± 2 b) pour un flux de neutrons de pile : ce désaccord pourrait s'expliquer, au moins qualitativement, par l'effet des résonances.

Abstract. — The radiative capture cross-section of ^{236}U was re-examined and the value we found is a confirmation of our first measurement (24 ± 7 b) in disagreement with the A. E. C. U. 2 040 value (9 ± 2 b). This discrepancy is tentatively attributed to the effect of the resonances.

A la veille de la Conférence de Genève de l'été dernier, les sections efficaces de capture de tous les éléments uraniens et trans-uraniens présentant un intérêt neutronique avaient été publiées à l'exception de celles de ^{240}Pu et de ^{236}U.

Ce dernier est produit dans les piles à uranium par la réaction ^{235}U (n, γ) ^{236}U dont la section efficace pour des neutrons thermiques est de 107 ± 5 barns ; la section efficace de fission de ^{235}U pour des neutrons de même énergie étant de 580 ± 5 barns et le taux de formation d'un produit de fission déterminé étant inférieur à 6 %, on voit que ^{236}U est formé à un taux supérieur à n'importe quel produit le fission. Comme sa période est de $2{,}4.10^7$ ans, il s'accumule dans les piles et peut constituer un facteur d'empoisonnement important pour celles-ci, si sa section efficace de capture est élevée. Aussi a-t-il paru intéressant de mesurer cette grandeur.

Le principe de cette mesure et la discussion de la précision des résultats figurant par ailleurs [1], nous nous bornerons à rappeler que la valeur obtenue est 24 ± 7 barns, pour la section efficace moyenne de capture radiative de ^{236}U dans le flux de la Pile de Saclay.

A la suite de la Conférence de Genève, les Américains ont publié la valeur 9 ± 2 barns, pour la section efficace de capture de ^{236}U pour des neutrons de pile, tandis que, à cette même conférence, on trouve dans un rapport russe [2] la valeur, 24,6 barns et dans un rapport canadien [3] la valeur 25 barns. Nous avons répété notre mesure de façon identique et confirmé notre premier résultat, soit 24 ± 8 barns ; il subsiste donc un désaccord important entre les résultats des différents expérimentateurs.

Utilisant les valeurs, mesurées à Brookhaven, des paramètres des résonances connues de ^{236}U ($E_n < 400$ eV), on peut calculer la valeur de l'intégrale de résonance de ^{236}U, soit 310 barns [4]. D'autre part, le rapport de cadmium pour un absorbant en $1/V$ dans le canal central de la Pile de Saclay est de 33 [5].

Si l'on admet alors que la valeur américaine a été mesurée dans un flux beaucoup plus thermique et correspond en fait à la valeur de la section efficace de capture pour des neutrons thermiques, la valeur calculée à partir des données précédentes de la section efficace moyenne de capture radiative de ^{236}U dans le flux de la Pile de Saclay est de 20 barns.

Si l'hypothèse faite sur le flux de la Pile ayant servi à la mesure américaine est exacte, on voit que l'effet des résonances pourrait expliquer les écarts entre les différentes valeurs mesurées.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rapport Genève 8/P/354.
[2] Rapport Genève 8/P/674.
[3] Rapport Genève 8/P/5.
[4] Communication privée de HARVEY (J.), Oak Ridge Laboratory.
[5] Rapport C. E. A. ; SPS N° 18.

SECTIONS EFFICACES DE FISSION POUR LES NEUTRONS ENTRE 1 ET 3 MeV

Par MM. F. NETTER, J. JULIEN, C. CORGE et R. BALLINI,
Physique Nucléaire, Saclay.

Sommaire. — Résultats sur les mesures de variation des sections efficaces de fission de ^{233}U et ^{239}Pu pour des neutrons d'énergie comprise entre 1 et 3 MeV produits à l'aide d'un accélérateur Van de Graaff.

Abstract. — Determination of fast neutron fission cross-sections of ^{233}U and ^{239}Pu between 1 and 3 MeV with a Van de Graaff accelerator.

Les mesures exposées à la Conférence de Genève (Communication n° 355 de la France) et effectuées par V. Naggiar, D. Szteinsznaider et F. Netter ont été précisées et étendues à un nouveau domaine d'énergie. Les neutrons sont produits par les réactions Li(p, n) ou T(p, n) avec le faisceau de protons de l'accélérateur Van de Graaff de Saclay.

Un long compteur sert de moniteur de flux de neutrons. Son efficacité est supposée constante entre 1 et 3 MeV.

Les mesures sont effectuées suivant la méthode indiquée dans la référence citée ci-dessus avec une chambre d'ionisation double contenant un dépôt de ^{233}U et un dépôt de ^{239}Pu placés dos à dos sur l'électrode portée à la haute-tension. Les efficacités globales des deux portions de la chambre sont comparées par exposition à un faisceau de neutrons thermiques. Les résultats donnés ici sont provisoires. D'autres mesures sont en cours. Divers effets correctifs ont été pris en considération. Les mesures sont d'autre part effectuées en présence d'un nombre réduit de neutrons parasites grâce à une cavité qui a été creusée dans le sol de la salle des cibles ce qui diminue les risques de réflexion des neutrons sur les parois. Les courbes représentatives ont été tracées de telle façon que les résultats déduits des comptages de fission de ^{233}U d'une part, ^{239}Pu d'autre part, comparés aux indications du long compteur, soient compatibles avec la détermination directe dans la chambre double du rapport σ^{233}U /σ^{239}Pu. Ces courbes s'écartent indiscutablement d'un tracé en ligne droite. La figure 1 représente les variations du rapport σ^{233}U /σ^{239}Pu qui décroît jusqu'à l'énergie de neutrons de 2,2 MeV.

La figure 2 représente les variations de la section efficace σ^{233}U qui décroît continûment lorsque l'énergie des neutrons augmente.

La figure 3 représente les variations de la section efficace σ^{239}Pu qui passe par un maximum dans la région de 2,2 MeV d'énergie de neutrons.

La normalisation adoptée pour Pu a été σ^{239}Pu (1 600 KeV) = 2,04 b et la valeur de la normalisation de σ^{233}U a été déduite de la mesure du rapport des sections efficaces en neutrons thermiques.

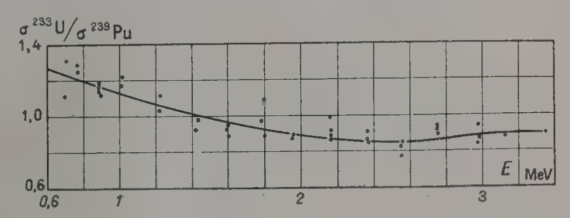


FIG. 1.

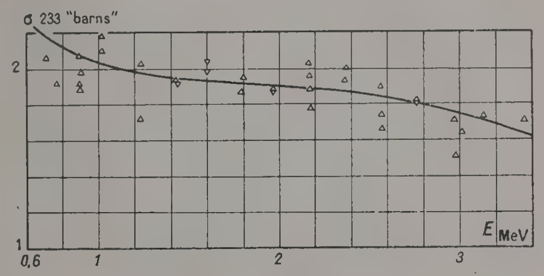


FIG. 2.

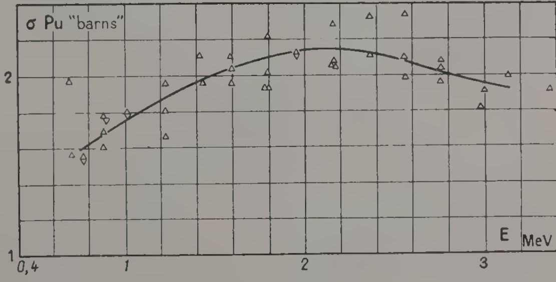


FIG. 3.

V. RAYONNEMENT

RELATIONS PARCOURS-ÉNERGIE DES IONS LOURDS DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES

Par A. PAPINEAU,
Service de Physique Nucléaire, C. E. N., Saclay.

Sommaire. — A partir des déterminations expérimentales des états de charge des ions ^{14}N, nous avons calculé les relations parcours-énergie des ions azote dans les émulsions nucléaires, puis, par extension, celles du lithium au néon. Les courbes calculées sont en bon accord avec les points expérimentaux connus de ^{8}Li, ^{8}B, ^{12}C, ^{14}N.

Abstract. — We have calculated range-energy relations for heavy ions from lithium to neon, in nuclear emulsions, using the experimental curve for protons and the experimental determinations already known of the state of ionization of nitrogen, oxygen and neon ions vs energy. Some extrapolations have been made for the probability of stripping of the last K electron. Curves so obtained are in good concordance with experimental points known for ^{8}Li, ^{8}B, ^{12}C, ^{14}N.

La connaissance des relations énergie-parcours des particules dans les émulsions nucléaires présente un grand intérêt. Quelques auteurs ont publié des relations parcours-énergie d'ions autres que les protons, deutérons, tritons et particules α (Zucker : ^{14}N de 5 à 30 MeV ; Miller : ^{12}C jusqu'à 110 MeV ; Barkas : ^{8}Li jusqu'à 23 MeV et ^{8}B jusqu'à 60 MeV ; Lonchamp avait calculé des relations parcours-énergie des ions de charge $3 \leqslant Z \leqslant 14$.

La difficulté principale que l'on rencontre pour calculer la relation parcours-énergie d'une particule donnée dans un milieu quelconque à partir de la relation parcours-énergie d'une autre particule (α par exemple) réside dans la non-connaissance de l'état de charge de la particule en chaque point de son parcours. En partant de la formule fondamentale de Bethe sur le ralentissement, on sait que, dans un même milieu ralentisseur et à vitesse égale, on peut déduire le parcours dR d'une particule de masse M et de charge Z du parcours dR' d'une particule de masse M' et de charge Z' par la formule :

$$\mathrm{d}R = \mathrm{d}R' \frac{M}{M'} \frac{Z'^2_{\mathrm{eff}}}{E^2_{\mathrm{eff}}}.$$

Pour connaître l'état de charge d'une particule à une vitesse donnée, on admet tout d'abord qu'un électron est arraché de l'atome à partir du moment où l'atome atteint une vitesse v_i égale à celle de l'électron v_e. Knipp et Teller ont montré qu'il existe une courbe unique pour tous les ions reliant l'état de charge à la vitesse si l'on exprime l'état de charge i/Z en fonction de la vitesse v_i multipliée par la charge Z à la puissance $2/3$

$$\frac{i}{Z} = f(v_i Z^{2/3}).$$

En vérité, il est nécessaire d'ajuster la courbe des états de charge de chaque ion en remplaçant l'hypothèse de base $v_e = v_i$ par $v_e = \gamma\ v_i$, γ étant un coefficient variable peu différent de 1 (0,8 pour les α ; 1,1 ou 1,2 pour les ions de $Z \sim 8$; 1,7 pour les produits de fission). Cette approximation est cependant grossière et peut entraîner des erreurs importantes dans le calcul des relations parcours-énergie.

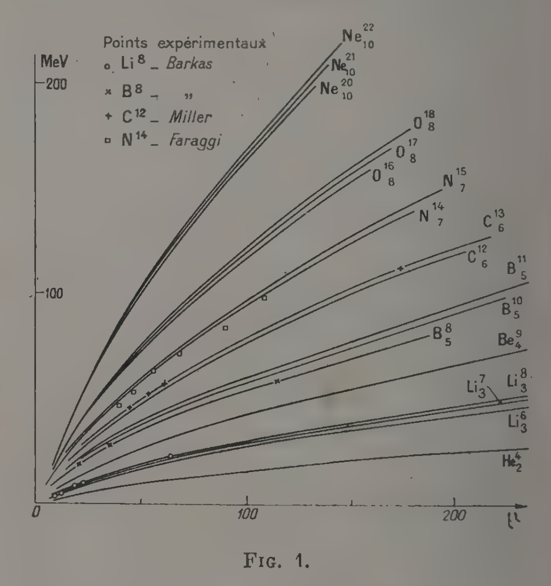


FIG. 1.

En particulier les données expérimentales d'état de charge de Zucker et de Stephens pour ^{14}N montrent que les ions n'atteignent pas rapidement la charge 7 et que les électrons K restent beaucoup plus liés qu'on le suppose.

En utilisant ces données expérimentales d'état de charge et en extrapolant pour des vitesses plus grandes, il nous a été possible de connaître l'état de charge de l'ion en fonction de sa vitesse. A partir des points expérimentaux des relations parcours-

énergie des protons jusqu'à 10 MeV, nous avons calculé la relation parcours-énergie des ions ^{14}N. L'accord avec les points expérimentaux de Zucker était très bon pour les basses énergies.

Afin de vérifier la relation parcours-énergie au-delà de 30 MeV, nous avons utilisé le faisceau intérieur d'ions de ^{14}N du cyclotron de Saclay (voir Chaminade et al., *C. R.*). La courbe expérimentale est en bon accord avec la courbe que nous avons calculée.

A partir de la courbe des états de charge de l'azote $\frac{i}{Z} = f(vZ^{2/3})$ nous avons déterminé les états de charge des ions du lithium au néon. Cette extension nous a paru justifiée car ces ions possèdent les mêmes couches électroniques (K et L). Les résultats expérimentaux de Hubbard et Lauer sont en bon accord avec les états de charge calculés pour O et Ne.

A partir de ces états de charge nous avons calculé les relations parcours-énergie des ions $3 < Z < 10$. Les courbes ainsi obtenues montrent que nos calculs sont en bon accord avec les points expérimentaux de Barkas, Miller et Zucker et avec les points déterminés à Saclay. Des déterminations expérimentales ultérieures d'états de charge des ions en fonction de leur vitesse sont nécessaires pour vérifier le calcul.

Il est dès lors possible de connaître exactement pour chaque couche électronique le rapport γ entre la vitesse de l'électron et la vitesse de l'ion à partir de laquelle l'électron est perdu.

BIBLIOGRAPHIE

Barkas (W. H.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 1019.
Brunings, Knipp (J.) et Teller (E.), *Phys. Rev.*, 1941, **60**, 657.
Chaminade (R.), Crut (M.), Faraggi (H.), Garin-Bonnet (A.), Papineau (A.) et Olkowsky (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 105.
Hubbard (E. L.) et Lauer (E. J.), B. A. P. S., 1954, **29**, 8, p. 10.
Knipp (J.) et Teller (E.), *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 659.
Lonchamp (J. P.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 89.
Miller (J. F.), Thèse U. C. R. L., 1952.
Papineau (A.), Rapport C. E. A. 543.
Reynolds (H. L.), Scott (D. W.) et Zucker (A.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 671.
Reynolds (H. L.) et Zucker (A.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 393.
Stephens (K. G.) et Walker (D.), *Phil. Mag.*, 1954, **45**, 543.

ABSORPTION DES PARTICULES α DANS LA MATIÈRE PAR DÉVIATION MAGNÉTIQUE

Par Mme JEANINE BLANDIN-VIAL,
Attachée de Recherches au Laboratoire de l'Aimant-Permanent, Bellevue.

Sommaire. — Description de techniques permettant d'étudier avec précision le ralentissement des particules α par des feuilles métalliques très minces.

Abstract. — Contribution to the study of the " retardation " of α particules through thin metallic films.

J'ai repris sur les conseils de M. Rosenblum l'étude de la perte d'énergie et de la diffusion des rayons α dans la matière [1].

J'ai utilisé le spectrographe magnétique semi-circulaire à focalisation de l'aimant-permanent de Bellevue [2], chaque expérience étant réalisée en deux temps. Une fois les positions relatives de la source et de la plaque nucléaire Ilford fixées dans le champ magnétique, j'ai fait une première pose avec l'écran placé sur la source et une moitié de la plaque cachée par une plaquette de laiton de 5/10e mm d'épaisseur ; puis une deuxième pose, pendant laquelle j'ai caché l'autre moitié de la plaque et supprimé l'écran. Ainsi nous avons sur la même plaque, mais non superposées, les raies ralenties et non ralenties, ce qui nous permet d'avoir une bonne précision sur les variations de $H\rho$, donc de l'énergie. Nous pouvons aussi comparer la forme de la raie ralentie à celle de la raie non ralentie sans avoir à tenir compte de la variation possible de sa forme avec différentes sources.

J'ai pu réaliser les écrans métalliques employés au service de Physique Nucléaire de Saclay, dirigé par M. Berthelot, qui a bien voulu me permettre de travailler dans le groupe de M. Prugne. Ces écrans ont été préparés par évaporation sous vide sur une matière plastique, que l'on dissout après l'évaporation pour ne conserver que lemétal, technique élaborée par M. Prugne et collaborateurs, dont la mise au point a été publiée au *Journal de Physique* [3]. L'homogénéité des écrans a été vérifiée au spectrophotomètre Vassy et nous n'avons pas décelé de variation, même de l'ordre du 1/10 d'Angström pour la couche métallique. Leur masse superficielle a été approximativement déterminée par les conditions mêmes de l'évaporation (masse des corps évaporés, distance d'évaporation, forme du creuset, etc...), mais la mesure très précise de ces masses superficielles est en cours par plusieurs méthodes. La surface des écrans employés est de l'ordre de 1/2 cm², aussi seuls les écrans de plusieurs mg/cm² peuvent être pesés avec une grande précision à la microbalance. De plus, ils présentent seuls une solidité assez grande pour être découpés du cadre de laiton, où ils sont placés au cours de leur fabrication, avec une précision de l'ordre du % lors de l'évaluation de la surface découpée.

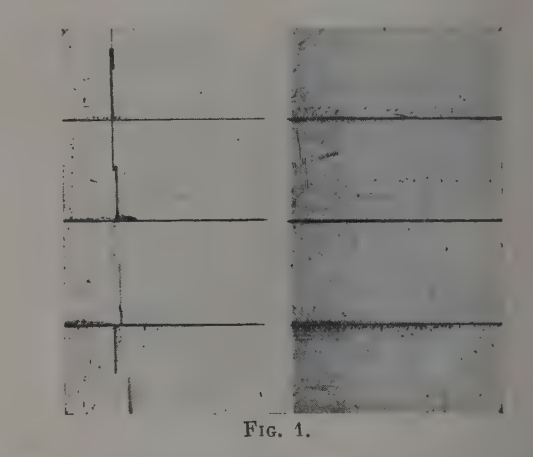


FIG. 1.

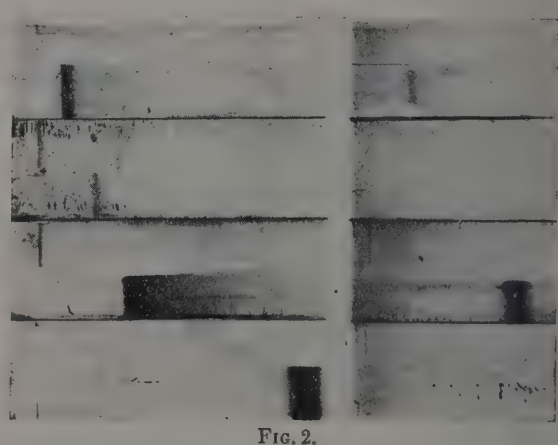


FIG. 2.

Reproduction des clichés montrant le ralentissement du Th C' et Th C par des écrans d'Al allant de 3 µg/cm² à 1 mg/cm².

Pour les écrans très minces, donc transparents, on trace la courbe représentant la variation du coefficient de transmission lumineuse de l'écran en fonction de sa masse superficielle et ensuite, la mesure du coefficient de transmission lumineuse d'une couche donnera sa masse superficielle.

Pour les écrans non transparents, mais trop minces pour que l'on mesure directement à la microbalance leur masse superficielle, nous avons essayé (en collaboration avec M. Legrand) d'utiliser la variation de l'intensité de l'émission du rayonnement de fluorescence d'un corps avec la masse de celui-ci.

Pour ces deux méthodes nous devons établir d'abord la courbe liant la variation de la masse superficielle à celle, soit du coefficient de transmission lumineuse, soit de l'intensité de l'émission du rayonnement de fluorescence, d'où la nécessité d'avoir des échantillons ayant des masses superficielles parfaitement connues. Ils sont obtenus à l'aide d'un obturateur permettant d'avoir un rapport de masses très bien connu entre deux écrans (ce rapport est celui des temps pendant lesquels les deux écrans ne sont pas cachés durant l'évaporation). Ce rapport est choisi tel que le plus épais des deux écrans puisse être pesé à la microbalance avec une très bonne précision, l'autre sert à étalonner la courbe.

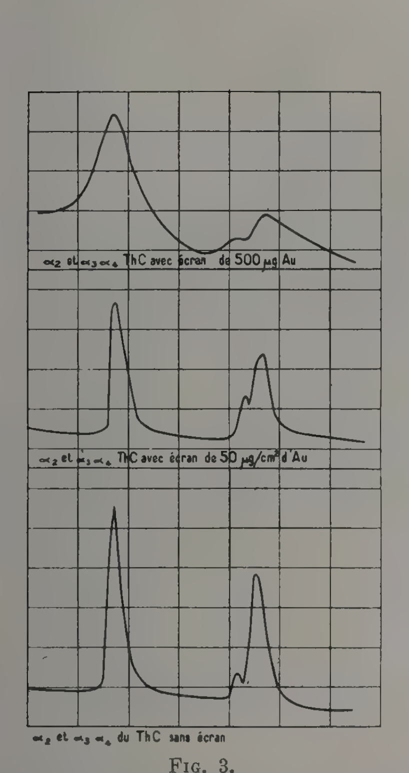


Fig. 3.

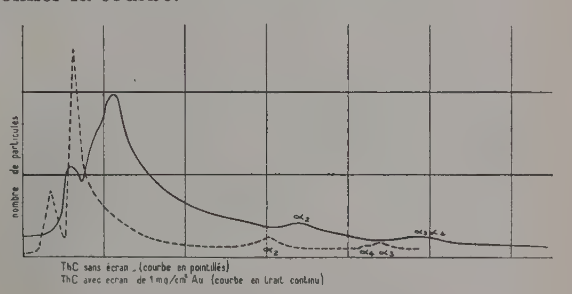


Fig. 4.

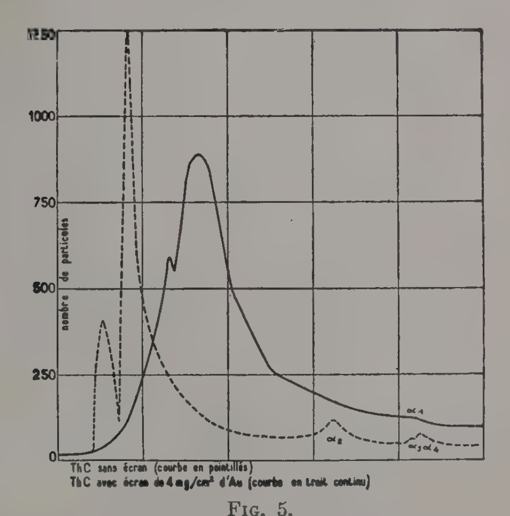


Fig. 5.

Largeurs comparées des raies du Th *C* pour des écrans de 50 μg/cm² — 200 μg/cm² — 500 μg/cm² (cliché 3), du Th *C′* pour des écrans de 1 mg/cm² — 4 mg/cm² (clichés 4 et 5).

Nous espérons arriver ainsi à une précision de 1 % sur les masses superficielles des écrans. L'erreur sur la différence d'énergie entre les deux raies, ralentie et non ralentie, est inférieure à 4 keV.

Le but de ce travail est d'abord de déterminer le pouvoir de ralentissement ou « pouvoir d'arrêt » de nombreux corps, le potentiel d'ionisation des électrons de l'atome considéré et de faire la confrontation des résultats expérimentaux avec les différentes modifications de la théorie de ce phénomène (Bohr, Bethe, Bloch, Henneberg, etc...). J'espère obtenir ensuite, par l'étude de l'élargissement des raies, des renseignements sur la diffusion des particules α par la matière (même un écran de 40 μg/cm² d'or donne un élargissement visible des raies).

Cette étude a une application pratique, car elle permet de connaître la forme des raies données par des sources recouvertes d'une très faible épaisseur

de métal, en vue d'empêcher soit un dégagement gazeux (radon par exemple), soit des projections (polonium). La décomposition des spectres, que l'on trouve pour les structures fines de différents corps, pourrait être facilitée à l'aide de l'étude de l'absorption du rayonnement α dans ces corps.

Ce travail est actuellement en cours pour Au, Al, Ag, Cu, Bi, Se, Sb, Sn, In, Pd, Zr. J'ai employé comme sources de rayons α des sources de Th B, ce qui m'a permis d'avoir trois énergies différentes : Th C' α_0Th C α_2Th C et donne déjà un aperçu de la variation du ralentissement avec l'énergie des particules incidentes.

J'espère pouvoir étendre l'étude par la suite à d'autres éléments et d'autres vitesses des rayons α incidents.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rosenblum (S.), *Annales Physique*, 1928, **10**, 408.
[2] Rosenblum (S.), *Nucleonics*, 1949, **4** 38 ; Rosenblum (S.) et Tsai (B.), *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, 176.
[3] Prugne, Blandin-Vial, Godin, Lechauguette, Léger, *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 730.

ÉNERGIE MOYENNE D'IONISATION DANS LES GAZ. DÉFAUT D'IONISATION

Par Robert GENIN,
Laboratoire des Rayons X, École Pratique des Hautes Études, Paris.

Sommaire. — L'énergie moyenne d'ionisation, pour les particules alpha du Plutonium, est déterminée dans l'air, l'azote, l'argon et le néon. Le défaut d'ionisation, analogue à la quantité définie par Knipp et Ling dans leur étude sur l'ionisation produite par les particules chargées lourdes, et qui peut être utilisé pour caractériser les écarts à la proportionnalité entre l'énergie et l'ionisation, est donné pour les particules alpha dans l'air.

Abstract. — The average energy required to produce an ion pair is determined, for Pu α particles, in air, N_2, A and Ne. The ionization defect, analogous to the quantity defined by Knipp et Ling in their calculation on the ionization produced by heavy charged particles, is given for α particles in air.

1. La proportionnalité, au moins approximative, qui existe entre l'énergie E d'une particule chargée et le nombre d'ions I qu'elle produit en perdant cette énergie dans un gaz amène à définir la quantité $W = \frac{E}{I}$ comme l'énergie moyenne d'ionisation.

Pour la détermination de W dans différents gaz, j'ai utilisé, pour produire l'ionisation, les particules alpha du Plutonium ($E = 5{,}140$ MeV). Les ions produits dans une chambre d'ionisation à géométrie plane sont collectés, l'impulsion de tension qui en résulte est amplifiée et sa hauteur, à la sortie de l'amplificateur, est déterminée par un sélecteur d'amplitude à 100 canaux. Pour éviter les erreurs dues à la recombinaison en colonne, j'ai employé la méthode utilisée par F. Alder, P. Huber, F. Metzger (*Helv. Phys. Acta*, 1947, **20**, 234,) qui consiste à effectuer la mesure de W pour diverses valeurs de l'intensité du champ électrique collectant les ions. D'après la théorie, due à Jaffé, de la recombinaison en colonne, l'inverse de l'ionisation, quantité proportionnelle à W, est une fonction linéaire de l'inverse du champ électrique X. La relation $W = f\left(\frac{1}{X}\right)$ doit donc être une droite, c'est la valeur extrapolée pour $\frac{1}{X} = 0$, c'est-à-dire pour un champ infini qu'on prend pour énergie moyenne d'ionisation.

2. **Résultats.** — J'ai étudié les quatre gaz : air, azote, argon et néon — et obtenu les résultats suivants :

	α du Pu, W en eV	α du Po (a)	α du Po (b)
Air	35,5 ± 0,5	35,5	34,7 ± 0,5
Azote	36,6 ± 0,5	36,6	36,3 ± 0,4
Argon	26,5 ± 0,3	26,4	
Néon	33,1	36,8	

(a) Jesse (W. P.), Sadauskis (J.), *Phys. Rev.*, 1953, 90, 1120.
(b) Alder (F.), Huber (P.), Metzger (F.), *Helv. Phys. Acta*, 1947, 20, 234.

Le désaccord pour le néon peut s'interpréter par la présence d'impuretés susceptibles de fournir des ions lorsqu'un atome de Ne excité revient à l'état fondamental en subissant un choc de seconde espèce contre une molécule de l'impureté. La valeur

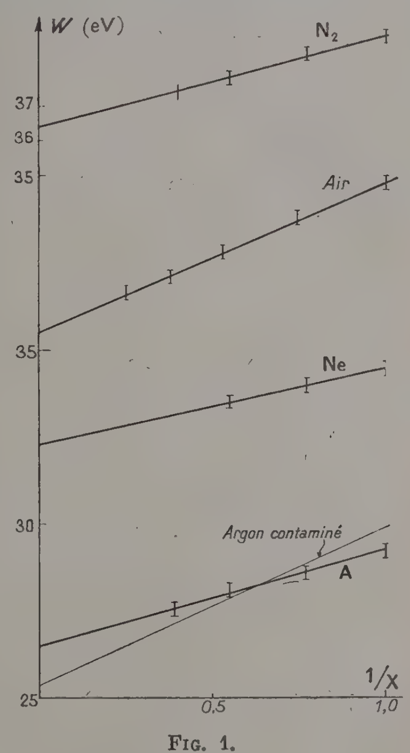


Fig. 1.

que j'ai obtenue est d'ailleurs intermédiaire entre le résultat de Jesse et Stadauskis et le résultat plus ancien de Stetter (Z. *Physik.*, 1943, **120**, 639) : $W_{Ne} = 29{,}8$ eV.

Un phénomène analogue se produit lorsqu'on laisse l'argon séjourner longtemps dans la chambre. La droite de Jaffé s'incline davantage et la valeur

de l'énergie moyenne d'ionisation s'abaisse de 4 % environ.

3) Lorsqu'on détermine l'ionisation I produite par divers émetteurs α, on peut tracer une partie de la courbe ionisation énergie qui, pour l'air et l'argon, est une droite du Ra (4,79 MeV) au Th C'

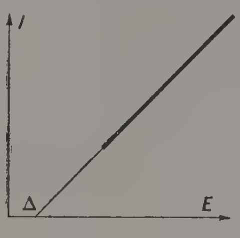


FIG. 2.

(8,78 MeV). Si l'ionisation est proportionnelle à l'énergie, cette droite doit passer par l'origine ; au contraire, s'il existe un écart à la loi de proportionnalité, la droite coupe l'axe des énergies en un point d'abscisse Δ. L'énergie Δ peut donc servir à caractériser de façon semi-quantitive les écarts à la proportionnalité énergie-ionisation qui existent dans un gaz donné. Par analogie, avec une quantité analogue introduite par J. K. Knipp et R. C Ling (*Phys. Rev.*, 1951, **82**, 30) dans leur étude de l'ionisation des fragments de fission, on peut appeler Δ le défaut d'ionisation.

L'extrapolation de la droite expérimentale est trop aléatoire pour déterminer Δ. Une méthode un peu plus précise consiste à déterminer I/E pour diverses valeurs de E. En opérant ainsi, je n'ai trouvé aucune variation significative du rapport dans l'argon, alors que dans l'air, il subit un accroissement de 2 % environ quand on passe du Ra au Th C', ce qui conduit pour Δ à 200 keV environ.

Il est peut-être intéressant de remarquer qu'on peut évaluer Δ autrement. Si la relation énergie-ionisation reste linéaire aux grandes énergies, $W = \frac{E}{I}$ tend vers une limite W_0 ; si, de plus, on admet qu'aux vitesses suffisamment élevées, l'énergie moyenne d'ionisation ne dépend pas de la nature de la particule incidente, mais uniquement de sa vitesse, il apparaît que l'énergie moyenne d'ionisation We déterminée pour des électrons de quelques keV doit approcher beaucoup plus la limite W_0 que l'énergie moyenne d'ionisation $W\alpha$ déterminée pour les particules alpha. En posant $W_0 = We$, il vient $\Delta = \frac{W_\alpha - W_e}{W_\alpha} E_\alpha$.

En utilisant les mesures de Jesse et Sadauskis (*Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1668) on a :

Argon	$W_\alpha = W_e$	par convention	$\Delta = 0$
Air	$W_\alpha = 35{,}6$	$W_e = 34{,}1$	$\Delta = 210$ keV
Azote	$W_\alpha = 36{,}6$	$W_e = 34{,}7$	$\Delta \doteq 280$ keV

CONTRIBUTION DU CHAMP ÉLECTRIQUE DES NOYAUX A LA DIFFUSION ÉLASTIQUE DES γ DE 1,33 MeV ET 2,62 MeV

Par PHILIPPE EBERHARD, LAZARE GOLDZAHL, EIÏCHI HARA et JACQUES MEY,
Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France.

Sommaire. — Les auteurs exposent l'état de leurs recherches sur la contribution du champ électrique du noyau à la diffusion élastique des rayons γ de 1,33 MeV et 2,62 MeV. Ils concluent que, si l'on attribue une validité même très approximative aux calculs de la diffusion Rayleigh par les électrons fortement liés de l'atome, leurs mesures établissent l'existence de cette contribution.

Abstract. — The authors report on their research work on the contribution of nuclear electric field to the elastic scattering of 1.33 and 2.62 MeV gamma-rays. If it is assumed that the calculations of Rayleigh's scattering by atom's bound electrons are even very approximatively correct, the measurements bring evidence of this contribution.

Les théories quantiques permettent de prévoir la diffusion de la lumière par le champ électrique. Ce phénomène est souvent appelé effet Delbrück car ce physicien, se fondant sur la théorie de Dirac, en signala le premier la possibilité. On peut, pour mettre ce phénomène en évidence, utiliser le champ électrique des noyaux. Rohrlich et Gluckstern [1] ont pu calculer la section efficace de diffusion en avant des photons par un champ coulombien. Malheureusement, on n'a pu jusqu'à présent calculer la variation de l'effet Delbruck avec l'angle de diffusion.

La diffusion Delbrück est élastique et cohérente avec les autres processus connus de diffusion élastique de l'atome qui sont la diffusion Rayleigh par les électrons liés de l'atome, la diffusion Thomson par la charge électrique du noyau et la diffusion de Résonance nucléaire. La mise en évidence de l'éffet Delbrück consistera à comparer la valeur mesurée de la section efficace de diffusion élastique des rayons γ à la somme calculée des autres processus de diffusion élastique. Cette méthode implique évidemment que l'on ait réussi à éliminer la diffusion par effet Compton qui, pour les γ, est prépondérante.

Des calculs de la diffusion Rayleigh dans le domaine des rayons γ ont été effectués par Franz, Bethe et Levinger. Franz [2] a établi dans le cas non relativiste une formule reliant l'effet Rayleigh au facteur de structure. Il a ensuite utilisé pour calculer le facteur de structure l'approximation de Thomas-Fermi. Bethe [3] a calculé dans le cas du plomb un facteur de structure en utilisant des fonctions d'onde relativistes pour les électrons K. Levinger [4] comme Bethe a utilisé pour l'étain un facteur de structure relativiste, de plus, il a introduit une correction relativiste dans le calcul de l'effet Rayleigh à partir des fonctions d'onde des électrons. Des calculs tout à fait satisfaisants de l'effet Rayleigh sont en cours à Birmingham.

La diffusion Thompson peut être facilement calculée ; dans nos expériences elle était négligeable par rapport à l'effet Rayleigh sauf pour les grands angles de diffusion. Quant à la diffusion de Résonance nucléaire, elle ne pouvait jouer aucun rôle dans nos expériences [5].

Des mesures de la diffusion élastique des rayons γ ont été effectuées [6]. Elles sont en bon accord avec les prévisions théoriques dans les domaines où l'on peut estimer que l'effet Delbrück est négligeable par rapport à la somme des effets Rayleigh et Thomson. (γ de 0,441 MeV pour tous les angles de diffusion et γ de 1,33 MeV pour les petits angles et les grands angles de diffusion). Dans les domaines où l'on peut s'attendre à l'existence d'un effet Delbrück les résultats sont imprécis et contradictoires ; nous nous sommes donc proposés d'effectuer des mesures avec les γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV du ^{60}Co et ceux de 2,62 MeV du Th C″ [7].

Nous disposions d'une source de ^{60}Co d'environ 40 curies et d'une source de Mésothorium d'environ 200 mc. Afin d'augmenter l'intensité diffusée nous avons utilisé des cibles de révolution, la source et le détecteur étant centrés sur l'axe des cibles. Le détecteur était un spectrographe γ à scintillations dont la résolution était d'environ 7 % autour de 1 MeV et 5 % autour de 2,6 MeV.

Nous déterminions les sections efficaces uniquement par des mesures relatives en comparant le spectre diffusé au spectre obtenu en plaçant une petite source aux divers points de la cible. Nous n'avons retenu un résultat que lorsque le spectre diffusé était proportionnel, au moins dans la partie des plus hautes impulsions, au spectre obtenu directement avec une source.

Une des difficultés de ces expériences consistait à tenir compte des empilements dans le récepteur des γ diffusés par effet Compton.

Nous avons d'abord étudié la diffusion des γ de 1,33 MeV du ^{60}Co par le plomb, l'uranium et

l'étain. Les résultats sont indiqués sur la figure 1.

Si l'on attribue quelque validité au calcul de Bethe, les points expérimentaux obtenus avec le plomb impliquent l'existence d'un nouveau processus de diffusion élastique en interférence destructive avec la diffusion Rayleigh ; ce nouveau processus tendrait à s'annuler pour les grands angles de diffusion puisque pour ces angles les mesures confirment les prévisions théoriques. Nous avons pu d'autre part, dans le cas du plomb, mesurer le rapport $\frac{\sigma_{1,17}}{\sigma_{1,33}}$ des sections efficaces de diffusion élastique des γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV du ^{60}Co pour 50°, 70° et 115°. Ce rapport a été trouvé respectivement égal à 8 ± 2, $6{,}5 \pm 2$ et $1{,}7 \pm 0{,}4$. Les valeurs de $\frac{\sigma_{1,17}}{\sigma_{1,33}}$ pour 50° et 70° indiquent des variations de la section efficace de diffusion élastique en fonction de l'énergie des γ incidents beaucoup plus rapides que celles prévues pour la diffusion Rayleigh. Ce fait, également, s'explique par l'existence d'un nouveau processus de diffusion en interférence destructive avec l'effet Rayleigh, et dont l'intensité, contrairement à l'effet Rayleigh, croîtrait avec l'énergie. Nous avons vu que le nouveau processus devait tendre à s'annuler pour les grands angles. On ne devrait donc pas, pour de tels angles, avoir une variation anormale de la section efficace. Or c'est bien ce que nous avons observé puisque pour 115° $\frac{\sigma_{1,17}}{\sigma_{1,33}}$ a été trouvé égal à $1{,}7 \pm 0{,}4$, en bon accord avec les prévisions théoriques.

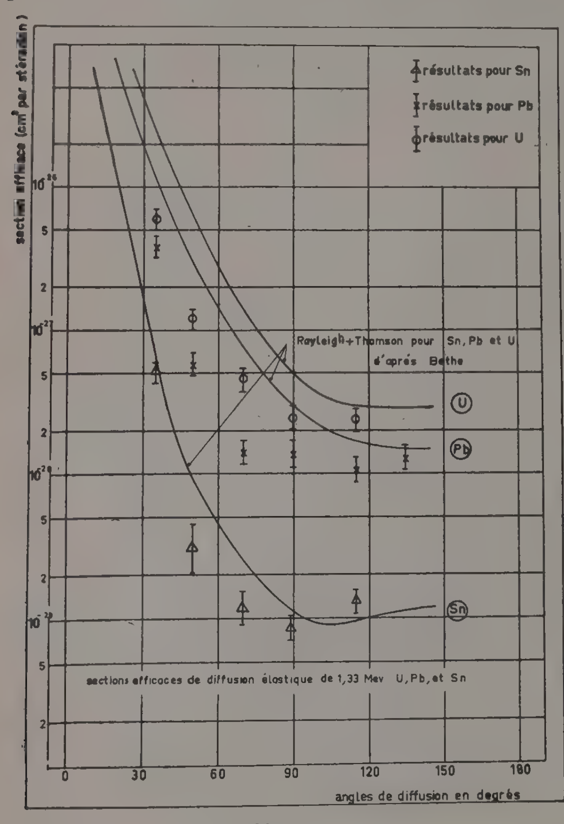


Fig. 1.

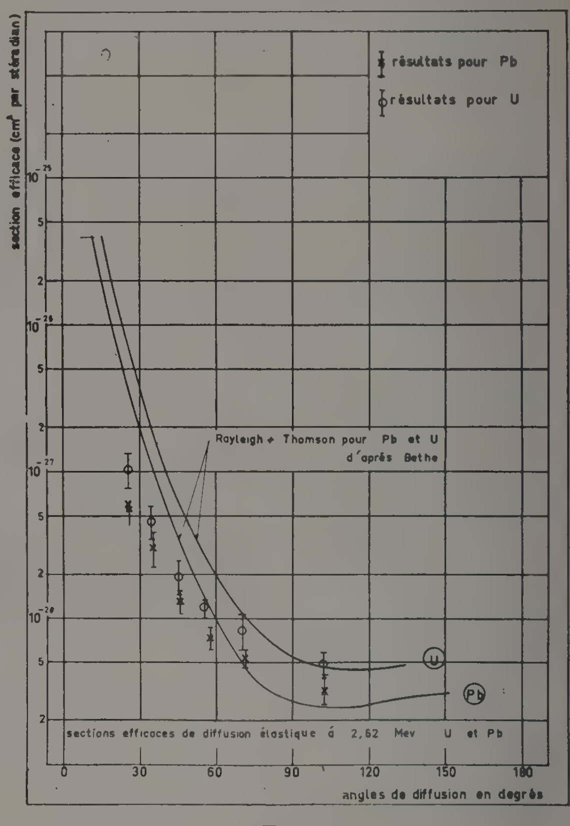


Fig. 2.

Les résultats avec l'uranium et l'étain peuvent s'interpréter comme ceux obtenus avec le plomb. Pour l'étain à 35° nous n'avons obtenu qu'une borne supérieure de la section efficace.

Les résultats des mesures effectués avec les γ de 2,62 MeV sont portés sur la figure 2. Nous avons également effectué des mesures avec le Bismuth ; les résultats sont en bon accord avec ceux obtenus pour le plomb. Ici encore les résultats expérimentaux impliquent l'existence d'un nouveau processus en interférence destructive avec la somme des effets Rayleigh et Thomson.

Ainsi donc, nous avons vu que les calculs de l'effet Rayleigh ont été vérifiés expérimentalement dans des cas où l'on peut admettre que la diffusion par le champ électrique est négligeable. Ces résultats rendent probable la validité approximative des

calculs de l'effet Rayleigh pour les cas où l'effet Delbrück jouerait un rôle. On a vu, d'autre part, que si l'on accordait aux calculs de l'effet Rayleigh une validité même très approximative, leur confrontation avec les résultats de nos mesures conduisait à admettre l'existence d'un nouveau processus de diffusion élastique. Les calculs de l'effet Rayleigh, en cours à Birmingham, permettront de se prononcer avec certitude sur l'existence de ce nouveau processus qu'il nous semblerait raisonnable d'attribuer à la polarisation du vide par le champ électrique du noyau.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rohrlich et Gluckstern, *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 1.
[2] Franz, *Z. Physik*, 1935, **98**, 314.
[3] Bethe, Communication privée à Wilson, *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 720.
[4] Levinger, *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 656.
[5] Moon, *Proc. Phys. Soc.*, London, 1950, **63**, 1183. Levinger, *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 523.
[6] Storruste, Université d'Oslo, *Thèse*, 1951. Strickler, *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 923. Wilson, *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 720. Davey, *Proc. Phys. Soc.*, London, 1953, **66**, 1059. Mann, *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 4.
[7] Goldzahl et Eberhard, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 965. Eberhard et Goldzahl, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2304. Goldzahl, Eberhard, Hara et Mey, *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 484.

VI. TECHNIQUES ET APPAREILS

PROGRÈS RÉCENTS DANS LE DOMAINE DES COMPTEURS A SCINTILLATIONS

Par J. LABEYRIE,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Sommaire. — On décrit l'état actuel de nos connaissances concernant les photomultiplicateurs et les scintillateurs solides, liquides et gazeux, destinés à la détection des rayonnements nucléaires.

Abstract. — The present state of our knowledge on photomultipliers, and on solid, liquid or gazeous phosphors for detecting nuclear particles is described.

Le compteur à scintillation sous sa forme moderne, est composé d'une substance translucide — le scintillateur — observée par un ou plusieurs photomultiplicateurs (P. M.). Ce n'est que depuis dix ans environ que cet appareil existe, et cependant, en ce court laps de temps, il est devenu l'un des plus importants instruments de détection des particules nucléaires : Il est utilisé dans un nombre sans cesse croissant d'expériences de physique et, d'autre part, il se répand de plus en plus comme détecteur « vulgaire » de rayonnements nucléaires dans la plupart des domaines où l'on utilise ces rayonnements : prospection des minerais radioactifs, radio-biologie, radio-chimie, technologie, pilologie, etc... D'où vient un tel succès ?

Il semble qu'il soit dû essentiellement à trois qualités :

a. Une sensibilité très élevée à tous les types connus de rayonnements nucléaires.

b. Une capacité à distinguer les uns des autres ces rayonnements et à mesurer leur énergie.

c. Une très grande vitesse de réponse au passage les particules et une très bonne « résolution en temps ».

Enfin, il est robuste et peut se prêter à des utilisations très variées.

Avant d'aller plus loin, il est nécessaire de rappeler le principe du fonctionnement de ce détecteur : la particule nucléaire traversant le scintillateur approprié à sa détection produit de la lumière dans celui-ci. Une fraction des photons ainsi émis tombe sur la cathode photoémissive du P. M. et produit des électrons. Ceux-ci pénètrent alors dans la partie multiplicatrice du P. M. constituée de « dynodes » successives, et sont multipliés par émission secondaire sur ces dynodes. Finalement, et en un temps très court, les photons émis dans le scintillateur se traduisent par une impulsion de courant dans la dernière électrode du photomultiplicateur. Ces impulsions sont comptées ou analysées dans des circuits électroniques qui ne font pas partie du compteur à scintillation proprement dit et dont je ne parlerai pas ici.

Cette multiplicité de qualités a stimulé l'étude de nouveaux types de photomultiplicateurs, études où se sont distinguées en particulier les firmes R. C. A. et Du Mont aux États-Unis, et E. M. I. en Angleterre ; dans notre pays nous citerons M. Lallemand, et nouveaux venus, les Laboratoires L. E. P. A., et la Société Radiotechnique.

De même des scintillateurs de types très variés ont été étudiés par de nombreux chercheurs, parmi lesquels nous citerons des pionniers comme Kallmann pour les scintillateurs formés de cristaux ou de liquides organiques, Hosftadter pour les scintillateurs à base de cristaux d'iodures alcalins, et Pichat et Koechlin pour les scintillateurs en matière plastique.

Je ne parlerai pas ici des détecteurs à scintillation spécialisés pour détecter telle ou telle particule et qui sont formés par la combinaison ingénieuse de substances scintillantes et de substances transparentes. A cette classe appartiennent les détecteurs à neutrons rapides du genre Hornyak ou du genre Mac Crary [13].

Je ne parlerai pas davantage des détecteurs basés sur l'émission de lumière par effet Cerenkov que l'on a coutume de ranger dans une classe bien distincte de celle des détecteurs à scintillation ordinaires.

Les photomultiplicateurs. — Nous allons maintenant examiner la situation pour les photomultiplicateurs.

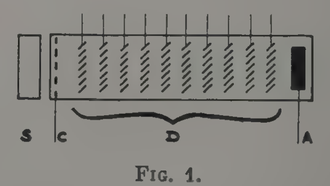


FIG. 1.
S : scintillateur. C : photocadode.
D : dynodes multiplicatrices. A : anode.

Je vais vous indiquer tout d'abord quelques performances d'un photomultiplicateur typique, largement représenté dans les laboratoires de physique nucléaire. A ce type appartiennent le

R. C. A. 5 819, le E. M. I. 6260, le Du Mont 6 292 et le R. C. A. 6 342.

Il a un diamètre de 50 mm environ et porte en bout une photocathode plane semi-transparente de 15 cm² formée par un dépôt mince sur verre d'un semi-conducteur, mélange de Césium et d'Antimoine. Ce sont les cathodes dites actuellement « S-11 ». La sensibilité moyenne de ces cathodes pour une température de couleur de 2 870 °K est passée de 20 µA/l avant 1952 à 40 et même 60 µA/l.

Le maximum de sensibilité est dans le bleu, et il faut environ 10 photons « bleus » en moyenne pour que 1 photo-électron tombe sur la première dynode. Il y a 10 ou 11 dynodes multiplicatrices qui sont, soit recouvertes du même alliage Cs_3Sb que la cathode, comme dans les deux premiers modèles cités, soit en Argent-Magnésium, comme dans les deux derniers. Un gain électronique d'environ 2.10^6 est assuré par une différence de potentiel totale d'environ 1 200 volts pour les dynodes à Antimoine-Césium et par une différence de potentiel totale d'environ 2 000 volts pour les dynodes en Argent-Magnésium. Si l'on augmente la tension, on constate que le gain n'est pas stable dès que l'on dépasse en général 3.10^6, à l'exception de l'E. M. I. pour lequel on peut aller jusqu'à 10^7 environ.

Le bruit de fond de ces photomultiplicateurs, dû à l'émission thermique d'électrons par la photo-cathode et les premiers étages s'est considérablement amélioré au cours des dernières années. Il est actuellement de 10^{-8} ampère environ à la température ambiante et pour le gain de 2.10^6. Autrement dit, la cathode de 15 cm² émet spontanément 5.10^{-15}A, soit encore 30 000 électrons par seconde, émis au hasard. Lorsque cette émission est gênante, comme c'est le cas dans la détection de particules qui ne produisent que très peu de photons dans le scintillateur, il est nécessaire d'observer le scintillateur par deux photomultiplicateurs, et de ne compter que les impulsions qui sont données simultanément par ceux-ci. Par exemple, si nous supposons qu'une discrimination appropriée laisse passer 500 impulsions par seconde provenant du bruit de fond thermique d'un photomultiplicateur, une coïncidence avec une largeur de 2.10^{-8} s ramènera ce bruit de fond à 0,01 impulsion par seconde. Ce nombre est négligeable devant les autres causes de bruit de fond telles que celle due au potassium 40 du verre qui donne environ 10 impulsions par seconde sur un seul photomultiplicateur, avec la même discrimination. On peut également refroidir la cathode du photomultiplicateur : le bruit de fond diminue en gros d'un facteur 10 entre + 10° et — 40° et d'un facteur 2 000 entre + 10° et — 150 °C.

La durée de transit des électrons à travers le tube est proportionnelle à $V^{-1/2}$ et, pour une tension de l'ordre de 100 volts par étage, elle est de 2.10^{-8} s environ pour les différents types de tubes. Par contre, les fluctuations de temps de transit, qui déterminent le temps de résolution de l'instrument et que nous définirons comme la durée à mi-hauteur de l'impulsion de courant à l'anode, varient considérablement suivant la structure géométrique des dynodes : les photomultiplicateurs R. C. A. qui ont des dynodes de petites dimensions et entre lesquelles les chemins suivis par les électrons sont parcourus en des durées très voisines, ont des fluctuations de temps de transit faibles : 3×10^{-9} s environ [14] ; les photomultiplicateurs E. M. I., qui ont des dynodes en persiennes, entre lesquelles les électrons peuvent suivre des chemins variés et de longueurs différentes, ont des fluctuations de temps de transit plus grandes : 2×10^{-8} s environ. Les Du Mont, aux dynodes en forme de godet, ont des fluctuations intermédiaires entre celles des deux précédents.

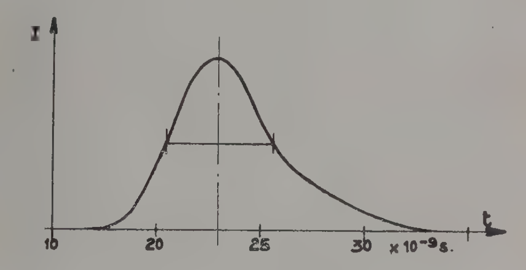


Fig. 2. — Impulsion de courant apparaissant à l'anode et due à l'émission d'un seul électron par la cathode.

Indiquons enfin que lorsqu'on utilise ces photomultiplicateurs avec les tensions normales (100 à 150 volts par étage) les courants débités à l'anode sont proportionnels à 10 % près aux flux lumineux reçus à la cathode tant que le courant d'anode ne dépasse pas une dizaine de mA.

Ces photomultiplicateurs en quelque sorte « standard » dont nous venons de parler, malgré leurs performances très supérieures à celles des photomultiplicateurs d'il y a quelques années, ont encore des défauts qui les rendent d'emploi difficile pour certaines expériences.

Je vais donc vous dire quelques mots maintenant des progrès récents qui ont permis de remédier notablement à certains de ces défauts. La lutte contre le bruit de fond thermique de cathode a été un des premiers problèmes abordés. Schaetti à Zurich [7] avait déjà depuis quelques années développé un photomultiplicateur à cathode de Li-Sb de 8 cm², et à 17 étages (le R 81 001 KC). Le bruit de fond est de l'ordre de $0{,}2.10^{-16}$ A à la cathode (et le gain de 5.10^9). Un nouveau type de cathode a récemment été mis au point par R. C. A. [3] ; elle a à peu près la même réponse spectrale que la cathode classique Cs_3 Sb (S-11), mais elle est constituée d'un mélange d'antimoine-potassium-sodium.

L'absence de césium a plusieurs avantages : diminution de l'émission thermique spontanée, ce qui entraîne la disparition de la principale cause de bruit de fond aux températures ordinaires ; diminution de l'émission froide sous l'action des champs élevés, et absence d'ions lourds volatils de Cs, ce qui réduit ainsi la principale cause des « claquages » et de ce que nous appellerons les « impulsions-échos » produites par le retour (après 1 microseconde environ) d'ions positifs sur la cathode.

Signalons que l'on a trouvé récemment [1] deux autres types d'ions : les ions H_2+ et $O+$, responsables de cet « écho ». On prévient leur retour vers la cathode en mettant des écrans (E. M. I.) ou en donnant aux dynodes une structure « à sens unique » comme dans le R. C. A. H 5 723.

La non linéarité, qui limite dans les photomultiplicateurs standards le courant d'anode à une dizaine de milliampères, a plusieurs inconvénients. Citons tout d'abord un phénomène imprévu qui résulte de cela : une impulsion lumineuse très brève, telle que celles qui prennent naissance dans les scintillateurs organiques liquides, produira des courants instantanés relativement très importants dépassant la limite de non linéarité, même si le nombre de charges produites à l'anode n'est pas très grand : il sera alors impossible d'avoir une amplitude d'impulsions proportionnelle à l'énergie dépensée dans le scintillateur, à moins de ne pas utiliser tout le pouvoir multiplicateur du P. M. (ce qu'on fait en général en court-circuitant les dernières dynodes et l'anode). Ainsi, par exemple, si l'on envoie des particules énergiques dans de l'anthracène qui a une durée de décroissance 100 fois plus courte environ que celle de l'iodure de potassium, on produira des densités de charge 100 fois plus grandes, et l'on peut prévoir, *a priori*, que la non linéarité apparaîtra pour des énergies 100 fois plus faibles dans le cas de l'anthracène que dans celui de l'iodure de potassium [2]. En fait les photomultiplicateurs du type que nous avons cité, montés normalement et associés à des scintillateurs rapides (30.10^{-9} s comme largeur d'impulsions), cessent d'avoir une réponse linéaire lorsque l'amplitude de l'impulsion de tension aux bornes de la résistance d'anode dépasse environ 6 V (en supposant que la capacité parasite d'anode est égale à 50.10^{-12} F).

Il est tentant, pour d'autre raisons encore, d'obtenir de grandes valeurs instantanées du courant d'anode : pour le comptage rapide et pour la résolution de courts intervalles de temps de l'ordre de 10^{-9} s, par exemple, il est nécessaire d'utiliser des circuits électroniques à basse impédance (100 ohms) : si l'on peut obtenir des courants anodiques instantanés de 1 ampère, il sera alors possible d'alimenter des circuits à coïncidence, des sélecteurs d'amplitude, des oscillographes, etc... sans utiliser d'amplification supplémentaire.

Deux moyens ont été utilisés pour tâcher de résoudre ce problème : le premier consiste à avoir un grand nombre de dynodes comme dans le R. C. A. H 4 646 qui atteint un gain de plusieurs milliards avec ses 16 dynodes ; dans un tel tube, un seul électron produit une impulsion de courant ayant une amplitude de 0,2 A et dont la largeur à mi-hauteur est de 3 à 4.10^{-9} s. Malgré ce grand nombre d'étages, les fluctuations de temps de transit ne sont donc que de 3 à 4.10^{-9} s. De même le R. C. A. H 6 687 a 14 étages, dont les quatre derniers sont spécialement constitués pour abaisser la charge d'espace, ce qui lui permet d'atteindre des courants de pointe de plus de 1 ampère [3]. Citons encore, parmi les photomultiplicateurs spécialement construits pour débiter de grosses intensités, celui de Shipman et Mac Craven [4] qui est linéaire jusqu'à 4 ampères, et qui possède 6 dynodes longues de 20 cm avec une différence de potentiel moyenne de 500 volts entre dynodes.

Le second moyen utilisé pour obtenir de forts courants instantanés consiste à alimenter le photomultiplicateur sous très forte tension (10 000 volts) pendant des temps courts : les photomultiplicateurs du genre R. C. A. 931 A, malgré leur petite taille, supportent ces tensions sans claquages lorsque la durée de l'impulsion ne dépasse pas $0,2.10^{-6}$ s [5]. L'expérience montre que le courant pour lequel commence la non-linéarité varie comme la puissance 3/2 de la tension totale, mais on peut encore améliorer d'un facteur 2 en modifiant — empiriquement — la répartition des potentiels sur les dynodes. On atteint ainsi des courants linéaires jusqu'à 1,5 A et des courants de pointe de 15 A. La largeur à mi-hauteur d'une impulsion de courant due à un seul électron est d'environ 1.10^{-9} s.

Avant de quitter les photomultiplicateurs, nous signalerons encore ceux à très grande photocathode, nécessaires pour les expériences mettant en jeu des scintillateurs de plusieurs centaines de litres : actuellement, outre le E. M. I. 6 099 (102 cm^2), le R. C. A. 7 372 (80 cm^2) et le Du Mont 6 364 (88,8 cm^2), R. C. A. se prépare à sortir le H. 6 699 (410 cm^2) et Du Mont le K 1 328 (995 cm^2).

Nous signalerons enfin une technique de multiplication très nouvelle, due à Sternglass [6] : les dynodes, au lieu d'être constituées de feuilles métalliques épaisses sont constituées d'une substance isolante mince (K Cl, 500 Angstrœms) transparente aux électrons : la multiplication se fait au sein même de cette substance. Les électrons traversent au préalable une couche de métal lourd (or) qui les disperse. Le chemin géométrique étant minimum (5 mm) et la tension entre dynodes très élevée (3,3 kV), les temps de transit calculés sont très courts (3.10^{-10} s entre dynodes) avec une fluctuation (également calculée) de $7,7.10^{-12}$ s. Avec 7 étages, Sternglass pense atteindre ainsi une durée

de transit de 3.10^{-9} s et une fluctuation de 5.9×10^{-11} s.

Les scintillateurs. — A l'heure actuelle on connaît des scintillateurs solides, liquides et gazeux.

Scintillateurs solides inorganiques. — On admet généralement, à l'heure actuelle, le mécanisme suivant pour expliquer leur luminescence : l'énergie de la particule incidente est cédée à des électrons de la bande de valence qui passent alors dans la bande de conduction. Les électrons et les trous ainsi formés se déplacent ensuite jusqu'à ce qu'ils rencontrent une impureté (l'activateur) qui les absorbe en émettant sa fluorescence, dont le spectre est fortement modifié en général par la présence à proximité des atomes constituant le cristal.

1° Le sulfure de zinc, activé à l'argent (0,01 %), et disponible en petits cristaux seulement, est bien adapté au comptage des rayons α, tant par son rendement élevé que par son spectre de fluorescence (bleue) qui s'adapte bien aux photocathodes, mais, à cause de son manque de transparence, il ne permet pas le comptage des rayons β ou γ. D'autre part, à cause de son très fort indice de réfraction (2,37), on ne peut pas en faire des blocs transparents. Il ne permet pas les mesures d'énergie et a une durée de décroissance (temps pour que la lumière émise tombe à 1 /e de sa valeur initiale) considérable : 10 microsecondes environ. A la même catégorie appartiennent les cristaux de Ca WO_4 et Cd WO_4.

2° Les scintillateurs formés de monocristaux d'halogénures alcalins et, en particulier, l'iodure de sodium activé au thallium, sont beaucoup plus intéressants pour nous. Bien que ces cristaux soient hygroscopiques (ce qui oblige à les utiliser dans des boîtes étanches) et à fort indice de réfraction (1,8 pour NaI), ce qui rend difficile la collection totale de la lumière qu'ils émettent, ils ont des propriétés si intéressantes qu'ils sont parmi les scintillateurs les plus utilisés. L'iodure de sodium (à environ 1 % de Tl) peut être maintenant produit en monocristaux atteignant environ 1 litre. La réponse spectrale s'étend sur environ 400 Å de part et d'autre de 4 100 Å et s'adapte ainsi très bien aux surfaces de cathode du type S 11. Un photon de cette bande est produit pour une énergie moyenne, abandonnée par la particule incidente, de 30 à 50 volts. Le temps de décroissance de 0,25 microsecondes, quoique beaucoup plus petit que celui de SZn, Ag, est encore beaucoup plus élevé que celui des scintillateurs organiques. Enfin, sa forte densité et le fait que plus de 80 % de son poids sont constitués par de l'iode ($Z = 53$) en font le scintillateur de choix pour la spectrographie γ par effet photoélectrique, tout au moins pour les rayons γ d'énergie inférieure à environ 1 MeV.

Scintillateurs solides et liquides organiques. — Le mécanisme de la fluorescence de ces scintillateurs est différent du précédent : les molécules excitées émettent leur rayonnement caractéristique, et le fait qu'elles soient incorporées ou non dans un cristal influe peu sur la longueur d'onde émise (variation ∼ 200 Å).

Les molécules de la série du benzène, qui ont été très utilisées il y a quelques années, fluorescent fortement. La longueur d'onde du maximum d'intensité du spectre émis dépend de l'épaisseur de substance examinée, car ces substances ont une bande d'absorption située juste avant leur bande d'émission [8].

Lorsque ces substances sont en cristaux ayant des dimensions de l'ordre du centimètre, les maxima apparents sont à :

Benzène : $\lambda p \sim 2\,750$ Å ; naphtalène : $\lambda p \sim 3\,400$ Å ;
anthracène : $\lambda p \sim 4\,450$ Å ; naphtacène : $\lambda p \sim 5\,200$ Å.

Les maxima pour des microcristaux sont déplacés de 200 Å environ vers les plus courtes longueurs d'ondes. L'addition à une de ces substances d'un composé ayant une bande d'absorption dans la région de longueur d'onde où elle émet empêche l'émission de la lumière de la première substance. Si le composé ajouté est lui-même fluorescent, il restituera l'énergie absorbée sous forme de sa propre lumière de fluorescence. Ainsi, de l'anthracène ajouté en faible quantité (∼ 1 %) à du naphtalène transforme le spectre d'émission de celui-ci en son propre spectre. On peut ainsi, et cela est maintenant fait systématiquement, transformer le spectre d'émission, en général situé dans l'ultraviolet, d'un composé bon marché en un spectre situé dans le visible par addition d'une trace de substance adéquate. Autre avantage, le spectre d'émission de ce produit dissous étant situé loin du spectre d'absorption du solvant, le produit est très transparent et on peut constituer ainsi des volumes énormes de scintillateurs. Comme c'est la règle en chimie organique, cela se fait aussi bien pour les liquides que pour les cristaux et que pour les substances solides non cristallines, les « plastiques ». Le xylène, le toluène, pour les liquides, et le styrène polymérisé, pour les solides, sont de bons solvants ; le p.terphényl, le dyphényl oxazole (PPO), et le tétraphénylbutadiène, ce dernier pour les solides, sont de bons émetteurs (à la concentration de 5 ‰ environ). En général, on ajoute une trace d'un troisième composé destiné à ajuster au mieux le spectre d'absorption de la photocathode du P. M. au spectre d'émission du premier corps dissous [9], Ainsi, l'addition de 0,01 gramme par litre de diphénylhexatriène à une solution à 3 ‰ de terphényl dans le xylène donne des impulsions 30 % plus hautes. Signalons qu'une nouvelle classe de composés [11], les

« blanchisseurs » utilisés dans les détergents modernes, entre autres le 7 diéthylamino 4 méthylcoumarine, sont d'excellents scintillateurs dans le toluène. Indiquons enfin que l'oxygène dissous dans les scintillateurs éteint leur fluorescence et que le barbotage d'azote, en chassant l'oxygène, peut augmenter de 40 % le rendement.

Bien que l'on ait fait, ces cinq dernières années, de très grands progrès dans la connaissance des scintillateurs organiques, on est loin d'avoir exploré toutes leurs possibilités. Cependant, plusieurs faits essentiels se dégagent :

1° la quantité de lumière émise n'est plus proportionnelle à l'énergie dépensée dans le produit dès que la particule perd plus de 1 MeV environ par mm de substance traversée. Ainsi, pour des particules α de quelques MeV, le rendement est environ 10 fois plus faible que pour des électrons de même énergie [10].

2° Le temps de réponse après le passage de la particule et la durée de décroissance sont extrêmement courts : celle-ci est de 2 à 3.10^{-9} seconde pour les solutions liquides ou solides, un peu plus élevée pour les cristaux (6.10^{-9} pour le stilbène, 36.10^{-9} pour l'anthracène).

3° L'absence d'éléments lourds les rend impropres à la spectrographie γ utilisant l'effet photoélectrique. Par contre, ils permettent de constituer à bon marché d'énormes scintillateurs liquides ou en plastique. (On arrive au mètre cube.) Enfin, dans le but de leur permettre de compter les neutrons lents, on peut y dissoudre des substances contenant du bore, comme le triméthylborate (dont on peut dissoudre jusqu'à 75 %), ou des sels de cadmium, comme le propionate de Cd (dont on peut dissoudre jusqu'à 7 %).

Grâce à l'hydrogène qu'ils contiennent, ils constituent d'excellents compteurs à neutrons rapides.

Les scintillateurs gazeux. — La mesure de particules très ionisantes, telles que les produits de fission, est rendue difficile par l'intense saturation qui apparaît dans les produits condensés. Il est donc logique de s'adresser à des produits gazeux. Des résultats ont été signalés récemment [12] : le gaz utilisé est le krypton sous pression (3 Kg/cm²). La fluorescence ayant lieu dans l'ultra-violet, il y a lieu d'utiliser un convertisseur (qui est une feuille de polystyrène à tétraphényl butadiène) [1]. Les particules de fission thermique de U 235 donnent ainsi deux pics ayant 20 fois et 30 fois l'amplitude du pic dû aux α de U 234 (4,76 MeV). On voit qu'il n'y a plus saturation, malgré la très forte ionisation spécifique des particules de fission. Les impulsions ont 2 à 3.10^{-8} s de largeur à mi-hauteur.

Conclusion. — Cette classe de détecteurs est en plein développement et, cependant, elle donne dès maintenant des performances bien supérieures à celles des anciens détecteurs à ionisation gazeuse dans la plupart des domaines.

[1] *Note ajoutée sur épreuves :* on peut également observer directement la fluorescence ultra-violette du gaz (qui peut être de l'argon) au moyen d'un photo-multiplicateur à fenêtre de quartz. (L. Koch, Saclay, communication privée).

BIBLIOGRAPHIE

[1] Allen (S.), Bergstein (J.), Best, *Nucleonics*, 1954, **12**, 27.
[2] Raffle (J. F.), Robbins (E. J.), *Proc. Phys. Soc.*, 1952, B **65**, 320.
[3] Morton (G. A.), Conférence Internationale de Genève, 1955 (8/P/61).
[4] Shipman (J. D.), McCraven (M. R.), *I. R. E. Transactions* (Feb. 1956), 10.
[5] Singer (S.), Neher (L. K.), Ruehle (R. A.), *Rev. Sc. Instr.*, 1956, **27**, 40.
[6] Sternglass (E. J.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 1202.
[7] Catalogue P. M. Scintillateurs. Note C. E. A., n° 108 (1-10-1954), par Kœchlin et Agrinier.
[8] Swank (R. K.), *Annual Review Nuclear Sc.*, 1954, **4**, 111 et *Nucleonics*, 1954, **12**, 14.
[9] Kallmann, Furst, *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 857 ; *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 853 ; *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 816.
[10] Taylor, Jentschke, *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 1034.
[11] Arnold (J. R.), *Science* (9 Dec. 1955), 1139.
[12] Boicourt (G. P.), Brolley (J. E.), *Rev. Sc. Instr.*, 1954, **25**, 1218.
[13] McCrary, Taylor, Bonner, *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 808.
[14] Morton (G. A.), The Scintillation Counters, *Advances in Electronics*, 1952, IV, 87.

SPECTROMÉTRIE α-γ. QUELQUES MESURES SUR ^{231}Pa, RAc

Par R. FOUCHER, L. DICK, N. PERRIN, et H. VARTAPETIAN,
Laboratoire Curie, Institut du Radium, Paris.

Sommaire. — On redétermine par spectrométrie en coïncidence α-γ, la période du rayonnement de 27 keV de la transition ^{231}Pa ⟶ ^{227}Ac. L'étude de la courbe de coïncidence différée permet d'attribuer cette période au niveau de 27 keV (transition E_1). Une mesure identique sur le rayonnement gamma de 50 keV du RAc donne une limite supérieure de 2.10^{-9} secondes pour cette transition E_1.

Abstract. — Verification by α-γ coincidence of the periode of the 27 keV transition in ^{231}Pa ⟶ ^{227}Ac. The close study of the delayed coincidence curve makes it possible to place this period on the 27 keV level (E_1 transition). The same study applied to the 50 keV γ gives a superior limit of 2.10^{-9} sec. for the period of this E_1 transition.

Nous avons repris l'étude de la désintégration du ^{231}Pa [1], [2], [3] à l'aide de notre installation de spectrométrie à scintillation en coïncidence du type lent-rapide [4]. La résolution en énergie de 4,5 % pour les alpha de l'Ac du dépôt actif de l'An (source et cristal mince INa dans le vide) (*fig.* 1) ne permet pas de séparer les raies α de structure fine du Pa ; 27 keV étaient enregistrés. [Les scintillations étaient détectées et amplifiées par un EMI 6 260 pour les alpha, EMI 6 262 pour les gamma, utilisés sous 2 000 V. Les voies de discrimination d'énergies étaient prises sur les 6e et 8e dynodes, les voies de coïncidence rapide sur les anodes. Le fonctionnement des EMI dans ces conditions pré-

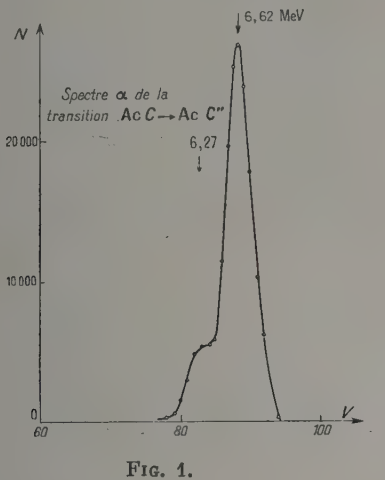


FIG. 1.

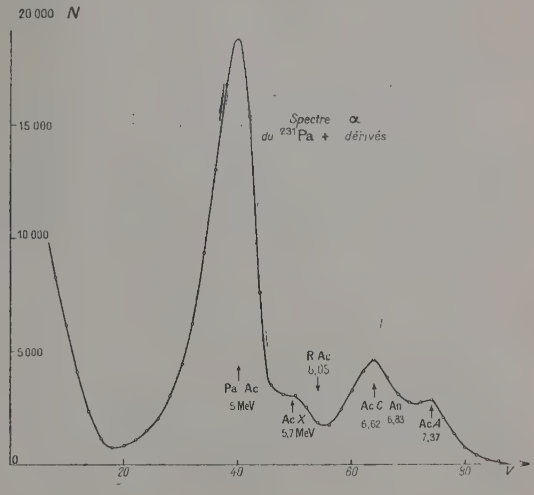
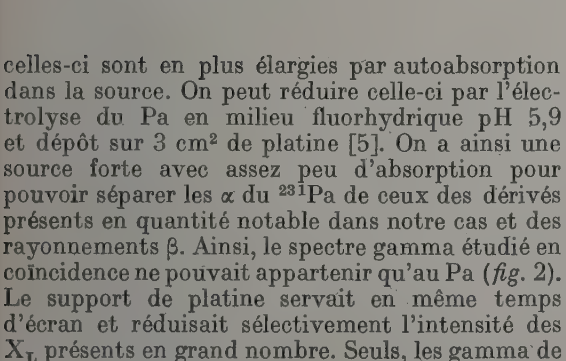


FIG. 18.



celles-ci sont en plus élargies par autoabsorption dans la source. On peut réduire celle-ci par l'électrolyse du Pa en milieu fluorhydrique pH 5,9 et dépôt sur 3 cm² de platine [5]. On a ainsi une source forte avec assez peu d'absorption pour pouvoir séparer les α du ^{231}Pa de ceux des dérivés présents en quantité notable dans notre cas et des rayonnements β. Ainsi, le spectre gamma étudié en coïncidence ne pouvait appartenir qu'au Pa (*fig.* 2). Le support de platine servait en même temps d'écran et réduisait sélectivement l'intensité des X_L présents en grand nombre. Seuls, les gamma de

sente certaines particularités qui ne seront pas décrites ici].

Le calcul des courbes de résolution, c'est-à-dire du nombre de coïncidences entre α et γ en fonction d'un retard variable introduit sur la voie α et la voie γ, est effectué [6] en partant des données suivantes : nous détectons dans le circuit rapide le 1er photoélectron, la fluctuation introduite par la photomultiplicateur est $\Delta tf = 4{,}10^{-9}$ sec., le temps d'ouverture du circuit est $\Delta t = 10^{-8}$ sec. Dans le cas où α et γ sont émis simultanément, on

obtient la courbe (1) (*fig.* 3). Si on admet une période du rayonnement de 27 keV égale à 3,7 10^{-8} s, on a la courbe (2) (*fig.* 3).

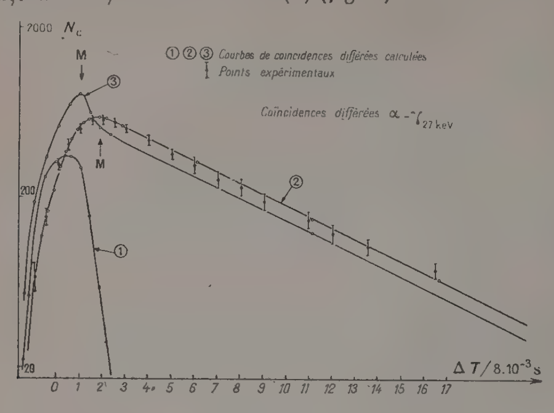


Fig. 19.

La comparaison de la courbe expérimentale avec les courbes calculées permet de conclure que la période du 27 keV est de $3{,}7.10^{-8}$ s et que la vie moyenne doit être attribuée au niveau de 27 keV, si on admet la structure fine alpha de Hummel et al. [7]. En effet si, comme le suggérait Moore en 1953, celle-ci appartenait au niveau de 45 keV, il y aurait au minimum 20 % de coïncidences instantanées provenant du niveau de 27 keV et on aurait la courbe (3), (*fig.* 3), alors qu'il n'y a au maximum que 2 % de coïncidences instantanées détectables par l'analyse de la courbe. Cette imprécision de 2 % signifie que les paramètres Δt et Δtf de notre appareillage, intervenant dans le calcul des courbes de résolution, doivent être déterminées avec plus de précision ; elle peut signifier également que la forme et le nombre des fluxtuations envisagées dans le calcul doivent être légèrement modifiés.

La résolution en énergie et en temps de notre spectromètre était fonction des cristaux de (INa (T1)) et des PM (EMI 6 260 et 6 262) utilisés. Elle peut être améliorée.

Par ailleurs, l'étude du spectre γ en coïncidence γ-γ a confirmé qu'un rayonnement de 290 keV est en coïncidence différée avec le rayonnement de 27 keV. La période du niveau de 27 keV ainsi mesurée est la même que celle obtenue par coïncidence α-γ, soit $3{,}7.10^{-8}$ sec. Une détermination grossière du coefficient de conversion du rayonnement de 290 keV par le rapport du nombre de coïncidences 27 keV-X_K et 27 keV-290 keV donne $\alpha_K = 0{,}05$. Ce rayonnement de 290 keV, en coïncidences différée avec le 27 keV(EI) serait donc de nature E_1.

Nous avons d'autre part cherché à déterminer la période du gamma de 50 keV de RAc qui serait un rayonnement E_1 [8]. Nous trouvons qu'elle est inférieure à 2.10^{-9} s. Ceci n'est pas en contradiction avec le schéma proposé par Frilley, Rosemblum, Valadares et Bouissières.

En conclusion, la médiocre résolution en énergie d'un tel spectromètre α est compensée par la possibilité d'utiliser des sources de grandes dimensions, de mesurer des vies moyennes d'état excité $\geqslant 10^{-9}$ sec., et si les paramètres des courbes de résolution sont déterminés avec précision, de mesurer les intensités de rayonnement gamma de faible énergie en coïncidence.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Falk (P.) et Riou (M.), *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 65.
[2] Teillac (J.), Riou (M.) et Desneiges (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 41.
[3] Moore (R.), Thesis Ohio State University, A. E. C.U., 1953, 2757.
[4] Dick (L.), Foucher (R.), Perrin (N.) et Vartapetian (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1335.
[5] Ferradini (C.), *Thèse* à Paris, Institut du Radium.
[6] Dick (L.), Foucher (R.), Perrin (N.) et Vartapetian (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1880.
[7] Hummel (J.), Asaro (F.) et Perlman (I.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1954, **29**, n° 8.
[8] Frilley, Rosenblum, Valadares et Bouissières, *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 380.

CALCUL DES COURBES DE RÉSOLUTION DES SYSTÈMES DE COINCIDENCE UTILISANT DES DÉTECTEURS A SCINTILLATION

par MM. L. DICK, R. FOUCHER, N. PERRIN et H. VARTAPETIAN,
Laboratoire Curie, Institut du Radium.

Sommaire. — On calcule, en tenant compte des fluctuations du temps de transit et du temps d'apparition du premier photoélectron dans le photomultiplicateur, les courbes de résolution d'un système de coïncidence du type lent-rapide. Comparaison avec l'expérience.

Abstract. — Theoritical shapes of resolution curves for slow-fast coincidence circuits are calculated taking into account fluctuations in transit time and delay in the apparition of the first photoelectron in photomultiplier tube. Comparison with experimental results.

Nous avons publié [1] les formules qui donnent la courbe de résolution $P(t_n\ ;\ \Delta t)$ de deux détecteurs à scintillation reliés à un circuit de coïncidence sans tenir compte des fluctuations du temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur et de l'électronique. Ces courbes se décomposent en plusieurs fonctions exponentielles et un rectangle (*fig.* 1 de I). Lorsqu'on introduit

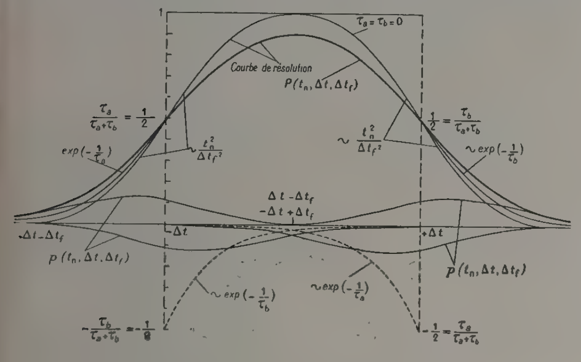


FIG. 1.

ces fluctuations dans le calcul, on obtient $P(t_n\ ;\ \Delta t,\ \Delta tf)$ et nous avons donné quelques exemples sur la figure 2 de I. Pour obtenir ces courbes, on peut opérer sur les différentes fonctions qui représentent $(p(t_n\ ;\ \Delta t)$. Si l'on admet que les fluctuations sont représentées sur chaque voie par des rectangles de largeur Δtf, la fonction qui représente les fluctuations sur le circuit de coïncidence sera un triangle $T(t_n\ ;\ \Delta tf)$ dont la largeur à demi-hauteur est Δtf. Pour calculer $P(t_n\ ;\ \Delta t.\ \Delta tf)$, on calcule séparément les produits de composition des fonctions $p(t_n\ \tau) = \exp\left(-\frac{t_n}{\tau}\right)$ et du rectangle de largeur $2\Delta t$ de $P(t_n\ ;\ \Delta t)$ avec $T(t_n\ ;\ \Delta tf)$, on aura :

$$p(t_n\ ;\ \tau,\ \Delta tf) = \int_{-\Delta tf}^{\infty} e^{\frac{t_n+t'_n}{\tau}} . T(t'_n\ ;\ \Delta tf)\, dt'_n.$$

On obtient (*fig.* 1)

$-\Delta tf \leqslant t_n \leqslant 0$

$$p(t_n\ ;\ \tau,\ \Delta tf) = \frac{\tau}{\Delta tf}\left(1 + \frac{t_n}{\Delta tf}\right)\frac{\tau^2}{\Delta tf^2} + \left(e^{\frac{-t_n-\Delta tf}{\tau}} - 1\right)$$

$0 \leqslant t_n \leqslant \Delta tf$

$$p(t_n\ ;\ \tau,\ \Delta tf) = \frac{\tau}{\Delta tf}\left(1 - \frac{t_n}{\Delta tf}\right) + \frac{\tau^2}{\Delta tf^2}\left(e^{\frac{-t_n-\Delta tf}{\tau}} - 2\,e^{-\frac{t_n}{\lambda}} + 1\right)$$

$\Delta tf \leqslant t_n \leqslant \infty$

$$p(t_n\ ;\ \tau,\ \Delta tf) = \frac{4\,\tau^2}{\Delta tf^2}\cosh^2\frac{\Delta tf}{2\,\tau}\,.\,e^{-\frac{t_n}{\tau}}.$$

Pour le produit de composition du rectangle de largeur $2\Delta t$ avec $T(t_n\ ;\ \Delta tf)$, on considère 2 fonctions $+1$ et -1. On obtient pour chacune d'elles 2 arcs inversés de parabole dont les sommet sont à $\pm\ \Delta tf$ avec les équations (*fig.* 1).

$$\pm\,\frac{1}{2\,\Delta tf^2}\,t_n^2 \ \text{et}\ \pm\left(1 - \frac{t_n^2}{\Delta tf^2}\right).$$

Pour obtenir la courbe de résolution $P(t_n,\ \Delta;t\ \Delta tf)$, on recompose graphiquement les différentes fonctions avec leurs coefficients pris dans $P(t_n\ ;\ \Delta t)$ figure 1. La courbe 1 de la figure 2 de I montre l'importance des fluctuations sur le rendement de coïncidence si $\tau a \ll \tau b$ et $\Delta t \leqslant \tau$b.

Sur la figure 2 on a les points expérimentaux d'une mesure en coïncidence différée de 2 rayonnements γ de 510 keV et 122 keV, détectés avec INa et photomultiplicateur EMI 6 262, émis simultanément (^{22}Na) et avec une période de $T^{1/2} = (4 \pm 0{,}3).10^{-9}$ sec. (niveau de 122 keV du ^{131}Cs) [2]. Les courbes ont été calculées avec les formules précédentes.

On sait que τa et τb dépendent du nombre de photoélectrons k libérés à la photocathode et de la vie moyenne de la scintillation [3].

Les paramètres k, Δt et Δtf peuvent être déter-

minés sur une courbe de résolution de coïncidence mesurée dans différentes conditions expérimentales.

Pour k : par la pente d'une des branches de la courbe si

$$\Delta t,\ \Delta tf \ll \tau_a \text{ ou } \tau_b \text{ et } \tau_x = 0.$$

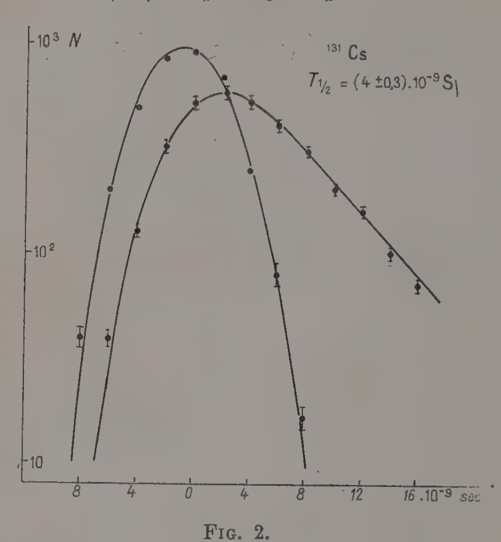


FIG. 2.

Pour Δt : demi-largeur à demi-hauteur de la courbe si $\tau_a = \tau_b$ et

$P(t_n ; \Delta t, \Delta tf \geqslant 0{,}95$ c'est-à-dire $\Delta t \geqslant \Delta tf\ 3\tau_a = 3\tau_b\ \Delta t$ et

Pour Δtf : *a*) Mesure de P max. (t_n ; Δt, Δtf) en fonction de Δt pour

$$\Delta t < \Delta tf \text{ si } \tau_a = \tau_b \ll \Delta t \text{ et } \Delta tf.$$

b) Mesure de la forme de la courbe de résolution pour

$$\Delta t \geqslant \Delta tf \text{ si } \tau_a = \tau_b \ll \Delta tf.$$

La fonction rectangulaire qui représente les fluctuations se justifie en première approximation. Pour obtenir une représentation très précise des courbes de résolution, il faudra peut-être choisir des fonctions mieux adaptées, par exemple, pour chaque voie, un triangle ou une courbe de Gauss.

On retrouve la relation de Z. Bay [4] pour déterminer τ_x si l'on calcule le moment du premier ordre de la surface :

$$N_c . M^I[P(t_n ; \Delta t, \Delta tf)] = N_c \int_{-\infty}^{+\infty} t_n . P(t_n ; \Delta t, \Delta tf) \mathrm{d}t_n$$

$$= 2\Delta t\, N_c \left[\frac{-\tau_a^3}{(\tau_a - \tau_b)(\tau_a - \tau_x)} + \frac{\tau_a^3}{(\tau_a - \tau_b)(\tau_b - \tau_x)} - \frac{\tau_x^3}{(\tau_a + \tau_x)(\tau_b - \tau_x)} \right]$$

N_c = nombre total de coïncidences d'où

$$N_c[M^I(\tau_a, \tau_b, \tau_x) - M^I(\tau_a, \tau_b)] = 2\Delta t . N_c . \tau_x.$$

De ces calculs, on peut déduire les conditions optimum de fonctionnement d'un système de coïncidence.

La mesure des périodes courtes des niveaux excités des noyaux n'exige absolument pas que Δt soit très petit. Le paramètre le plus important est Δtf qui conditionne les pentes des 2 branches des courbes et doit être le plus petit possible et τ_a, τ_b, τ_x seront choisis aussi petits que possible suivant les conditions d'expérience.

Pour les compteurs Cerenkov, la courbe de résolution $\tau_a = \tau_b = \tau_x = 0$ est représentée par la courbe, figure 2.

La détermination de Δt est importante pour la mesure des intensités ou des rendements de coïncidence puisque la surface de la courbe de résolution est $S = 2\Delta t . N_c$ (N_c = nombre total de coïncidence).

La méthode d'auto-comparaison des courbes en faisant t_n et $-t_n$ proposée par Bell et al. [5] peut avantageusement être utilisée avec le calcul des courbes. Nous avons utilisé les courbes de résolution calculées pour obtenir les rendements de coïncidence lors de la détermination du coefficient de conversion [6] et dans l'analyse de la courbe de coïncidence différée $\alpha - \gamma$ (27 keV) de $^{231}Pa \rightarrow {}^{227}Ac$.

BIBLIOGRAPHIE

[1] DICK (L.), FOUCHER (R.), PERRIN (N.), VARTAPETIAN (H.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1880. Dans la suite du texte, on notera cette référence I.
[2] VARTAPETIAN (H.), DICK (L.), FOUCHER (R.), PERRIN (N.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 103.
[3] POST (R. F.), SCHIFF (L. I.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1113.
[4] BAY (Z.), *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 419.
[5] BELL (R. E.), GRUHAM (R. L.), PETCH (H. F.), *Canad. J. Physique*, 1952, **39**. 35.
[6] PERRIN (N.), DICK (L.), FOUCHER (R.), VARTAPETIAN (H.), *J. Physique Rad.* (dans ce numéro), p. 539.
[7] FOUCHER (R.), DICK (P.), PERRIN (N.), VARTAPETIAN (H.), *J. Physique Rad.* (dans ce numéro), p. 581.

ÉTUDE, AVEC UN PHOTOMULTIPLICATEUR, DES IMPULSIONS LUMINEUSES PRODUITES DANS LE GAZ D'UN COMPTEUR PROPORTIONNEL

Par G. CHARPAK et G.-A. RENARD,

Laboratoire de Physique et Chimie Nucléaires du Collège de France.

Sommaire. — La lumière émise par les atomes excités pendant une décharge dans un compteur proportionnel a été étudiée au moyen d'un photomultiplicateur dont la photocathode a un diamètre de 25,4 mm. Les auteurs donnent des résultats préliminaires obtenus avec des mélanges argon-propane et krypton-propane comme gaz de remplissage. L'essai des compteurs avec des rayons X de 5,9 et 9,2 keV montre :

1° Que la lumière est émise par des états excités de vie moyenne voisine de 2.10^{-7} secondes.

2° Que l'intensité de la lumière est proportionnelle à l'énergie des rayons X quand le compteur travaille au régime proportionnel.

Dans les conditions expérimentales décrites, la limite inférieure de l'énergie des rayons X détectables est 1 keV. Elle peut être accrue par une meilleure géométrie.

Abstract. — The light emitted by the atoms excited during a discharge in a proportionnal counter has been studied with a photomultiplier with a 1 inch diameter photocathode. The authors report preliminary results with mixtures at argon-propane and krypton-propane as filling gases. Checking the counter with 5,9 keV and 9,2 keV X-rays shows :

1) That the light is emitted by excited states of half-life close to 2×10^{-7} seconds.

2) That the intensity of light is proportionnal to the energy of the X-rays when the counter is working in the proportionnal regim.

In the experimental conditions described, the lower limit for the energy of the X-rays detectable by this method is 1 keV. This can be improved in particular by better geometry.

Lorsqu'un rayonnement provoque une impulsion dans un compteur proportionnel, il y a émission de photons de longueurs d'onde diverses par les atomes excités lors de l'avalanche électronique, simultanément avec la collection des électrons sur le fil du compteur.

G. Charpak [1] a montré que ces impulsions lumineuses étaient d'intensité suffisante pour permettre, par cette méthode, la détection des rayons X de quelques kiloélectronvolts. A la suite de ces résultats une étude systématique a été entreprise dont nous exposons les résultats préliminaires.

Dispositif expérimental. — Dans la coque d'un compteur proportionnel, de longueur 25 cm, de diamètre 5 cm, du côté opposé à une fenêtre de 2/100 de millimètre d'aluminium, on a aménagé une ouverture de 3 cm devant laquelle vient se placer la photocathode d'un multiplicateur Du Mont 6 291 (figure 1). Une grille métallique, reliée à lacoque du compteur, est placée devant la photocathode pour éviter que l'ouverture ne perturbe le fonctionnement du compteur. La transparence de la grille est de 75 % environ. La haute tension positive est appliquée au fil du compteur. Deux ensembles d'amplification et de sélection d'amplitude permettent d'observer simultanément les impulsions électriques sur le fil du compteur et à l'anode du photomultiplicateur.

Nous avons travaillé dans les conditions suivantes : 90 % d'argon et 10 % de propane, ou 90 % de krypton et 10 % de propane, à des pressions totales variables entre 30 cm et 75 cm de

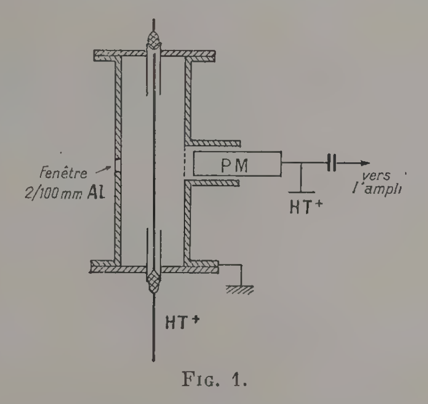


Fig. 1.

hauteur de mercure. Le gaz du compteur était excité avec des rayons X de 5,9 KeV émis par le ^{55}Fe et de 9,2 KeV émis par le ^{71}Ge.

Résultats expérimentaux. — Pour observer des impulsions dans le photomultiplicateur il faut fonctionner à la limite de la zone de proportionnalité du compteur. La figure 2 montre la raie de 5,9 KeV obtenue dans les conditions suivantes :

Remplissage argon-propane. Pression totale 75 cm.

Le rapport des amplitudes de la raie et du bruit de fond est de l'ordre de 10 du côté des impulsions lumineuses, alors qu'il est de 200 à 300 du côté des impulsions recueillies sur le fil. La limite de détection est donc de l'ordre de 1 KeV alors qu'elle est de l'ordre de l'énergie nécessaire à la formation d'une seule paire d'ions par la méthode normale. On peut toutefois gagner assez aisément un facteur 10 en améliorant l'angle solide, sous lequel le fil est vu par la photocathode. Notons que la lumière reçue par la photocathode provient de centres lumineux situés au voisinage du fil comme le prouve l'existence même d'une raie.

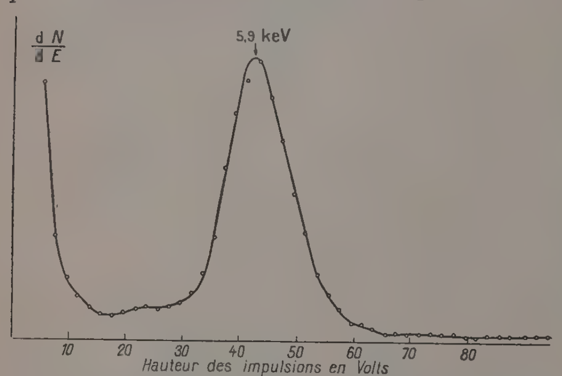


Fig. 2. — Spectres des impulsions obtenues avec le photomultiplicateur Du Mont 6291 avec des raies X de 5,9 keV.

Remplissage du compteur : propane 6,7 cm et argon 59,3 cm.

Tension compteur : 2 300 volts.

Nous avons examiné la forme des impulsions du photomultiplicateur (figure 3) à l'aide d'un oscilloscope et d'un amplificateur de largeur de bande 2 Mégacycles avec une résistance de charge de

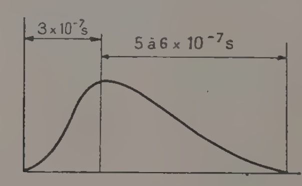


Fig. 3.

1 000 ohms à l'anode du photomultiplicateur. La montée de l'impulsion se produit en 0,3 microsecondes comme celle de l'impulsion recueillie sur le fil. La descente a lieu en 0,5 ou 0,6 microsecondes, ce qui montre que la vie moyenne des atomes excités responsables de l'impulsion lumineuse est de l'ordre de quelques dixièmes de microsecondes. Ceci montre que l'émission de lumière n'est pas due aux atomes de krypton ionisés lors de l'avalanche électronique mais à des états excités d'énergie plus basse. Ce résultat est explicable. En effet, la vie moyenne des atomes ionisés est de l'ordre de 10^{-8} seconde, la désexcitation ayant lieu aussi bien par émission de radiations que par collision [2]. La propane absorbe la majeure partie de l'énergie d'excitation des atomes de krypton ionisés et la photocathode n'est pas sensible aux rayonnements situés dans l'ultraviolet lointain, émis par les atomes de krypton ionisés.

Notre résultat est à rapprocher de celui de Ward [3] qui a détecté avec un photomultiplicateur les impulsions lumineuses produites dans un gaz rare par des rayons α. Il observa que les impulsions lumineuses observées n'étaient pas dues aux atomes ionisés.

Par contre, dans une expérience analogue à celle de Ward, Grinfell, P. Boicourt et John E. Brolley [4] ont pu détecter les rayonnements ultraviolets produits en utilisant un film convertisseur de lumière, placé devant la photocathode du multiplicateur. Ce film convertit par fluorescence les rayonnements U.-V. lointains en rayonnements dont la longueur d'onde est dans le domaine de sensibilité de la photocathode. Ceci montre qu'il y a peut-être dans notre cas aussi une possibilité d'améliorer le rendement par cette methode.

Nous entreprenons des mesures analogues à celles que nous venons de décrire avec un compteur proportionnel à parois de quartz et grille interne, entouré de quatre P. M. Il est douteux que l'on puisse atteindre une résolution et un rapport signal sur bruit aussi bons que par la méthode conventionnelle. On peut cependant espérer obtenir des renseignements intéressants sur le fonctionnement du compteur.

Nos résultats préliminaires peuvent également suggérer certaines applications de la méthode décrite. Par exemple, avec un compteur proportionnel de grande longueur destiné à la détection de particules énergiques on pourrait, en « regardant » aux deux extrémités du compteur, avec un photomultiplicateur, les impulsions lumineuses, éliminer les particules qui n'ont pas parcouru toute la longueur du compteur. Ceci équivaudrait au dispositif de télescope à trois compteurs en coïncidences, en éliminant les inconvénients qui pourraient provenir du passage des particules dans deux compteurs supplémentaires.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Charpak (G.), Travail non publié, 1955.

[2] Curran (S. C.) et Craggs (J. D.), Counting Tubes. Buttenwark Scientific Publications, London, 1949.

[3] Ward, *Proc. Phys. Soc.*, London, septembre 1946, A **67**, 841-846.

[4] Grinfell, Boicourt (P.) et Bolley (John E. Jr.), *Rev. Sc. Instr.*, 1954, **25**, 1218.

CHAMBRE D'IONISATION POUR ÉMETTEURS α DE COURTES PÉRIODES

Par Mme J. OLKOWSKY, MM. G. VALLADAS et L. COHEN,
Service de Physique Nucléaire, Saclay.

Sommaire. — Une chambre très simple à impulsions, à collection ionique, avec attachement des électrons a été réalisée. Elle permet d'étudier des émetteurs α de courtes périodes ($>$ quelques minutes). La résolution est bonne et le mouvement propre très faible.

Abstract. — A very simple pulse ionization chamber is builded for studying short half-live alpha emitters ($>$ some minutes). The resolution is good and the back-ground very low.

En vue de l'étude des émetteurs α produits au cyclotron de Saclay, nous avons réalisé une chambre d'ionisation à impulsions d'utilisation rapide. Cette chambre (*fig.* 1), d'une extrême simplicité mécanique, nous permet d'étudier des émetteurs α de périodes supérieures ou égales à quelques minutes et ceci avec une bonne résolution en énergie.

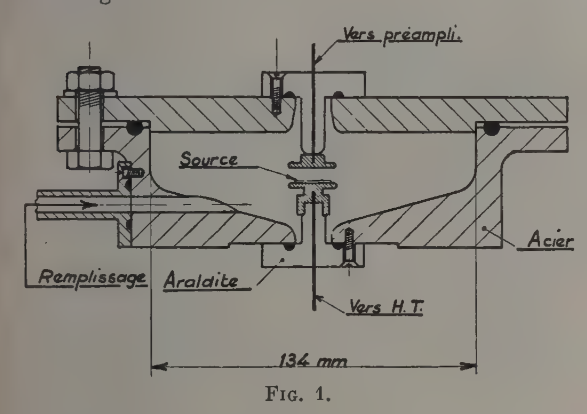


FIG. 1.

Notre choix s'est arrêté à une chambre à impulsions à collection ionique avec attachement des électrons. Le remplissage se fait en injectant 7 kg d'argon sans vidage préalable.

Entre la mise en place de la source, la fermeture, le remplissage et le début des mesures, s'écoule un temps inférieur à la minute. Pour obtenir une résolution en énergie satisfaisante, il est important de réduire, au mieux, le temps de collection des ions. Or si τ_1 désigne le temps de collection, p la pression dans la chambre et v la tension entre les électrodes, le produit $\tau_1\ p\ v =$ constante. Pour réduire τ_1, on doit chercher à obtenir pv maximum.

v est limité par le risque d'apparition de décharges parasites entre l'électrode HT et la masse ;

pour p, sa valeur est limitée par l'importance croissante de la recombinaison en colonne des ions et ceci, spécialement à l'intérieur des trous des canaliseurs utilisés.

Après un certain nombre de mesures effectuées à pression et tension variables, nous avons retenu les valeurs suivantes pour les différents paramètres : $v = 4\,000$ volts $d = 6$ mm p(absolue) $= 8$ kg/cm² $T = 1$ ms (valeur commune des constantes de temps d'intégration et de différentiation de l'amplificateur). L'amplitude des impulsions enregistrées ne varie pas plus de 2 ‰ quand v varie de 4 à 5 kV. Aucune évolution dans le fonctionnement de cette chambre n'a été constatée.

INFLUENCE DE L'HUMIDITÉ : Les résultats sont les mêmes en introduisant un desséchant ou au contraire une coupelle d'eau dans la chambre.

MOUVEMENT PROPRE : Sans qu'aucune précaution n'ait été prise, le mouvement propre est très faible ; il est inférieur à 4 coups/heure pour toute la bande d'énergie 3 à 5 MeV. D'autre part, autre caractéristique due à la haute pression, seule la pollution des électrodes est gênante. La pollution des parois ne joue pas en raison de la pression et de la petitesse des électrodes. Pour le prouver, nous avons fixé une souree d'uranium sur la paroi (intensité $\sim 20\ \alpha$/minute). La valeur du mouvement propre n'a pas été modifiée dans la bande 3 à 5 MeV et est restée inférieure à 2 coups/heure dans la bande 1-3 MeV.

RÉSOLUTION EN ÉNERGIE : Sans canaliseur, la largeur à mi-hauteur du pic α_0 de l'Io (4,67 MeV) est de (65 ± 2 keV) ; avec un canaliseur grossier, cette largeur tombe à (34 ± 2 keV) (*fig.* 2).

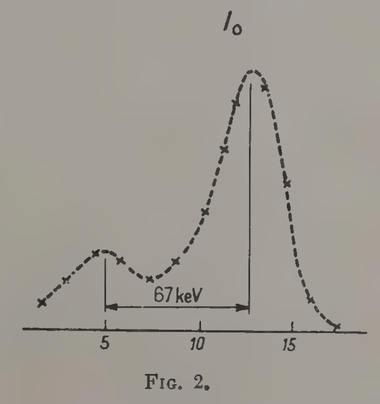


FIG. 2.

Cette chambre, d'utilisation commode, nous permet donc de mesurer avec une bonne précision de faibles quantités d'émetteurs α de période T supérieure à quelques minutes.

AMPLIFICATEUR PROPORTIONNEL A 2 MHz DE BANDE PASSANTE TYPE A P T 1

Par H. GUILLON,

Service des Constructions Électriques, Centre d'Études Nucléaires, Saclay.

Sommaire. — On décrit un amplificateur proportionnel ayant une bande passante de 2 MHz constitué de quatre unités distinctes. Les circuits amplificateurs sont étudiés en vue d'obtenir une réponse transitoire correcte et un minimum de perturbations en présence de surcharges.

La construction sous forme d'unités interchangeables permet une grande souplesse d'utilisation et autorise l'emploi d'une quelconque de ces unités dans toute expérience de physique nucléaire employant les montages standardisés du C. E. A.

Abstract. — A 2 MHz bandwidth pulse amplifier consisting of four separate units is described. The amplifying circuits were designed for correct transient response and minimum effect from overloads.

The construction under the form of plug-in units affords great versatility where C. E. A. instruments are being used, due to the standardization which has been already adopted. Each amplifying unit can then be used separately for pulse measurements in nuclear physic.

Cet appareil possède des performances améliorées par rapport à l'amplificateur 2 MHz actuel du C. E. A. (type A B V 200). Son étude a été entreprise en vue de réaliser des progrès sur les principaux points suivants :

— souplesse d'utilisation ;
— réponse transitoire ;
— réponse aux fortes surcharges.

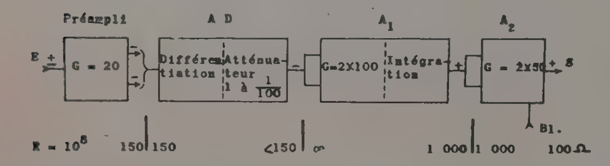


Fig. 1. — Amplificateur ATPI — Schéma fonctionnel.

1° **Souplesse d'utilisation.** — Elle résulte de la construction en tiroirs interchangeables et des schémas utilisés. La figure 1 donne le diagramme fonctionnel de l'ensemble.

Les tiroirs A_1 et A_2 comportent chacun deux entrées qui peuvent être utilisées conjointement ou séparément ; dans le second cas il est donc possible d'effectuer l'addition d'impulsions avec la moitié du gain total sur chacune des voies.

Il est également possible, au prix de modifications très simples, de diverger sur deux chaînes différentes à partir de la sortie des tiroirs AD et A_1.

Une mise en forme des impulsions par ligne à retard peut être effectuée après le préamplificateur et éventuellement à la suite du tiroir A_1. D'autre part, les impulsions de sortie peuvent être retardées en intercalant une ligne à retard standard d'une impédance caractéristique de 1 000 Ω entre A_1 et A_2. Grâce à l'emploi des « triplets », groupes de trois lampes avec contre-réaction de cathode à cathode, l'utilisateur peut modifier le gain du préamplificateur et du tiroir A_1, en changeant la valeur d'une seule résistance, sans que la réponse transitoire subisse de changement notable. Enfin, la possibilité de blocage des impulsions a été prévue en fin de chaîne. Les tiroirs AD, A_1 et A_2 pourront être utilisés en tant qu'unités séparées sur les bâtis standards à tiroirs du C. E. A.

2° **Réponse transitoire.** — Afin d'obtenir une réponse transitoire sans overshoot, ni oscillations, nous avons mis à profit la relation donnée dans le rapport déclassifié AECU 184 (¹), selon laquelle les constantes de temps des circuits anodiques des deux premières amplificatrices d'un triplet doivent être dans un rapport égal à 4 K, K étant le facteur de contre-réaction.

La conséquence immédiate de cette relation est que les deux résistances de charge sont de valeurs très différentes, alors qu'un raisonnement simple qui ne tenait compte que de considérations relatives au produit « gain par bande passante » de l'étage avait conduit jusqu'à maintenant à utiliser des valeurs de résistances très voisines et à effectuer des corrections de phase dans le circuit de contre-réaction.

3° **Réponse aux fortes surcharges.** — On sait que si l'on applique à un amplificateur à grand gain une impulsion dont l'amplitude atteint plusieurs dizaines ou plusieurs centaines de fois celle qui amènerait l'amplificateur à la saturation, on observe de graves perturbations à la suite de l'impulsion de sortie : présence d'impulsions secondaires, périodes de paralysie et altérations

(¹) Watkins (D. A.) et Fishbine (H. L.), A transient analysis of the cathode feedback loop. *Los Alamos Scientific Laboratory*, mars 1949.

du gain. La durée de ces perturbations peut être considérablement plus grande que celle de l'impulsion de surcharge.

Ces phénomènes sont dus à la présence de liaisons par condensateurs et, dans une moindre mesure, de circuits de découplage. Les liaisons capacitives ont deux effets : 1° elles donnent naissance aux « overshoots » qui peuvent atteindre une amplitude notable en cas de surcharge. Si leur nombre est n, la réponse transitoire coupe l'axe des temps en $(n-1)$ points ; 2° sous l'effet d'une impulsion positive de grande amplitude, un condensateur peut se charger rapidement à travers l'espace grille-cathode de la lampe commandée et ne se décharger que lentement à travers sa résistance de fuite de grille, provoquant ainsi une extension des perturbations dans le temps.

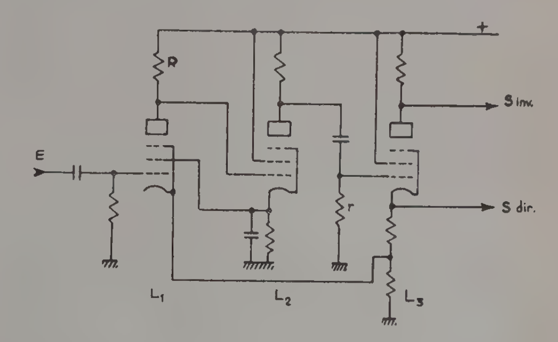
L'examen des différents moyens préconisés pour atténuer ces perturbations montre qu'ils affectent toujours le produit « gain par bande passante » des étages amplificateurs. Le seul remède parfaitement efficace serait d'utiliser des liaisons directes. Cette solution, difficilement réalisable, conduirait à des schémas d'une complexité inacceptable. Nous avons choisi le compromis qui consiste à réduire le nombre des liaisons capacitives et des circuits de découplage à un minimum rationnel ; par rapport à l'amplificateur ABV 200, le nombre de liaisons par condensateurs est passé de 8 à 4.

Les liaisons directes ont été rendues possibles par le fait que nous devions utiliser des résistances de charge anodique soit très grandes, soit très petites. En remarquant que la chute de tension aux bornes d'une résistance de valeur élevée est de l'ordre de grandeur de la tension anodique, et que pour une résistance faible elle est de l'ordre d'une tension de polarisation, on aboutit aux schémas de principe des figures 2a et 2b où R et r représentent respectivement la forte et la faible résistance de charge.

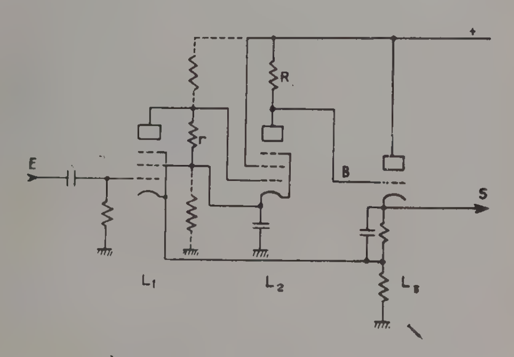
Le schéma figure 2a convient à l'amplification des signaux d'amplitude faible et négative de préférence. L'impulsion positive de grande amplitude qui peut apparaître sur l'anode de L_1 est efficacement écrêtée par le courant de grille dans L_2. La résistance r, placée en fuite de grille, rend presque égales les constantes de temps de charge et de décharge du condensateur de liaison. L'utilisation d'un découplage commun à l'écran de L_1 et à la cathode de L_2 permet d'obtenir une contre-réaction en courant continu qui assure une bonne stabilité des courants dans les premières lampes.

Le schéma de la figure 2b convient pour l'étage de sortie, étant donné que R est disposée dans le circuit anodique de la seconde lampe.

Toujours en vue d'améliorer la réponse aux surcharges, le circuit de différentiation a été placé aussi près que possible de l'entrée, c'est-à-dire à la suite du préamplificateur de façon à amplifier des impulsions aussi brèves que possible.



2 a) CIRCUIT AMPLIFICATEUR DU TYPE 1



2 b) CIRCUIT AMPLIFICATEUR DU TYPE 2

FIG. 2.

Les caractéristiques globales de l'amplificateur sont les suivantes : — *gain maximum* : 400.000 ; — *stabilité du gain* : en fonction du temps, ± 0,25 % durant une période de 8 heures ; en fonction de la tension du réseau : 0,35 % pour 10 % ; *bande passante* : 500 Hz à 2,2 MHz pour un affaiblissement de 3 db ; — *temps de montée* $1{,}8.10^{-7}$ s pour 100 V à la sortie ; *amplitude de sortie* + 175 volts pour des écarts de ± 0,3 % par rapport à une droite (saturation à + 210 volts) ; — *Constantes de temps d'intégration et de différentiation* réglables entre 0,1 µs et 30 µs.

La première partie de l'exposé, relative à un sélecteur de temps de vol, a fait l'objet d'un article au *Journal de Physique et le Radium*, tome 17, supplément au n° 6, page 57 A.

ABERRATION D'UNE SOURCE CIRCULAIRE DANS UN SPECTROMÈTRE β A CHAMP AXIAL UNIFORME

Par L. DICK,
Laboratoire Curie, Institut du Radium.

Sommaire. — A partir du profil de la raie d'un point source excentré dans un spectromètre β à champ axial uniforme, on calcule le profil de la raie d'une source étendue.

Abstract. — From the shape of the line obtained with an excentered point source in an axial constant field β spectrometer, one calculates the shape of the line obtained with a circular source.

Dans un champ magnétique uniforme de symétrie axiale, les trajectoires des électrons émis sous l'angle α d'un point source sur l'axe z ont pour trajectoire dans le plan tournant autour de z avec l'électron.

$$r = D \sin\alpha \sin\theta \quad D = \frac{2p}{He} \quad \theta = \frac{z}{D\cos\alpha}.$$

Différentes théories des spectromètres β de ce type ont été faites [1]. En particulier Dumond [2] a calculé la forme des raies en fonction des aberrations sphériques, d'ouverture et de source et discuté la forme et la composition de ces différentes raies.

On peut calculer la forme de la raie due à la dimension finie d'une source perpendiculaire à l'axe, en partant de la forme de la raie d'un point source S′ situé à une distance r de l'axe z du spectromètre et dont les électrons sont émis sous l'angle α avec z'. Du fait de la symétrie axiale, les électrons arriveront au plan de focalisation.

$$z_1 = D_0 \cos\alpha . \theta_1 \quad \text{avec} \quad \operatorname{tg}\theta_1 = -\theta_1 \operatorname{tg}^2\alpha$$

sur un cercle de rayon

$$r_1 = D_0 \sin\alpha \sin\theta_1$$

centré sur z ou z' suivant qu'ils sont émis de S ou S′.

Si les directions d'émission sont parallèles, ils traverseront le plan de focalisation en a ou a′ (*fig.* 1).

En première approximation, si $r \ll r_1$, la distance R_1 entre l'axe z et le point où la trajectoire issue de S′ traverse le plan de focalisation est :

$$R_1 = r_1\left(1 + \frac{r}{r_1}\cos\gamma\right) \quad \text{où} \quad \begin{matrix}\gamma = \theta_1 + \varphi \\ 0 < \varphi < 2\pi\end{matrix}$$

où φ est l'angle entre la direction d'émission et le plan contenant z et z' et θ_1 l'angle de rotation de l'électron autour de z ou z' entre la source et le plan de focalisation.

La dispersion d'un champ magnétique uniforme nous donne la relation :

$$\Delta r_1 = \Delta D \frac{\sin\theta_1}{\sin\alpha}$$

ce qui donne

$$D_0 - D = \Delta D = r\frac{\sin\alpha}{\sin\theta_1}\cos\gamma.$$

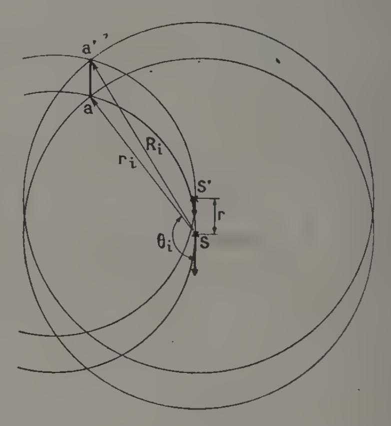


Fig. 1.

La variation de l'intensité, c'est-à-dire la variation de γ en fonction de ΔD donne le profil de la raie d'un point source en S′.

$$I' = 2\frac{\partial\gamma}{\partial\Delta D} = 2\left[\left(2\frac{\sin\alpha}{\sin\theta_1}\right)^2 - \Delta D^2\right]^{-\frac{1}{2}}.$$

La forme de la raie est représentée figure 2. Les deux branches à l'∞ de I′ correspondent aux points où le cercle des trajectoires issues de S′ est tangent au cercle de focalisation du spectromètre ; ce sont deux points de focalisation au maximum d'aberration. Pour obtenir la forme expérimentale de la raie, il faut composer I′ avec les raies des aberrations sphériques et d'ouverture. On admet que ces aberrations sont indépendantes de la distance du point source à l'axe z si $r \ll D_1 \sin\alpha$.

La symétrie axiale permet de négliger la variation de θ_1 en fonction de ΔD. Les différentes fonctions qui interviennent dans le calcul de la composition des raies sont intégrables et on obtient une double raie avec le premier maximum plus grand que le second. La distance des deux maximum est fonction de la dispersion du champ magnétique.

Avec un spectromètre à champ uniforme axial, on a obtenu la forme de la double raie pour une source de rayon $R \ll r$ et une ouverture $\ll r$.

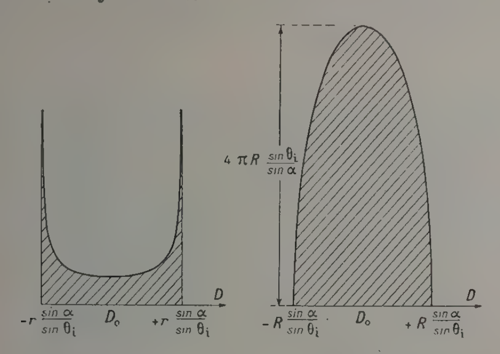


FIG. 2. Forme de la raie x d'un point source excentré.

FIG. 3. Forme de la raie d'une source circulaire.

Cette mesure peut s'étendre au cas des champs magnétiques inhomogènes de symétrie axiale. La présence de la double raie permettra de mesurer la dispersion d'un tel champ magnétique et de déterminer les dimensions optimum des sources.

Tous les points sources situés sur un cercle de rayon r donneront la même raie. Pour obtenir la raie d'une source circulaire de rayon R, il faut calculer :

$$I = 4\pi \int_{\Delta D \frac{\sin\theta_i}{\sin\alpha}}^{R} \left[\left(r \frac{\sin\alpha}{\sin\theta_i}\right)^2 - \Delta D^2\right]^{-\frac{1}{2}} r\, dr$$

$$I = 4\pi \left(\frac{\sin\theta_i}{\sin\alpha}\right)^2 \left[\left(R \frac{\sin\alpha}{\sin\theta_i}\right)^2 - \Delta D^2\right]^{\frac{1}{2}}.$$

Le profil de la raie est une demi-ellipse (*fig.* 3) de largeur à la base $2R \frac{\sin\alpha}{\sin\theta_i}$ et de hauteur $4\pi R \frac{\sin\theta_i}{\sin\alpha}$.

On retrouve ainsi le résultat que Dumond [2] avait obtenu par des considérations de surface sur la source et en négligeant la symétrie axiale des trajectoires. Avec les approximations que nous avons faites pour le calcul de la raie d'un point source excentré, les aberrations sphériques, d'ouverture et de source sont indépendantes et les produits de composition des différentes fonctions pour obtenir la forme de la raie du spectromètre sont intégrables. La discussion, les formules des différentes raies et les résultats expérimentaux d'un spectromètre β de ce type seront publiés prochainement.

BIBLIOGRAPHIE

[1] β-γ Ray Spectroscopy, SIEGBAHN (K.), Amsterdam. Chap. III, *Handbuch der Physik*, vol. XXXIII, β Ray Spectroscopes. T. R. Gerholm.

[2] DUMOND (J. W. M.), *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 160, 616.

SUR UN GÉNÉRATEUR DE NEUTRONS DE 14 MeV DESTINÉ A L'ÉTUDE DE LA DIFFUSION INÉLASTIQUE DES NEUTRONS

Par CLAUDE MAGNAN,

Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France.

Sommaire. — Un tube accélérateur de tritons de 150 keV fonctionnant suivant la réaction T(d, n)He^4 et donnant des neutrons d'une énergie de 14 MeV est décrit. Ce tube donne un courant de tritons de 1 mA sur une cible d'aluminium chargé de deuterium. Un photomultiplicateur avec scintillateur organique permet de compter directement les particules alpha accompagnant la réaction et de mesurer l'intensité absolue de l'émission neutronique. Ce montage permet de plus des coïncidences alpha-neutrons en vue des mesures de sections efficaces inélastiques. Une émission neutronique de 10^{10} n/sec. est attendue des premiers essais effectués.

Abstract. — A description is given of a new tube, accelerating tritium ions up to 150 keV : the design uses the T(d, n)^{4}He reaction which produces 14 MeV neutrons. A 1 mA tritons current is hitting an aluminium target loaded with deuterium. A direct measurement of the alpha particles produced in the reaction is obtained from a photomultiplier fitted out with an organic phosphor, thus indicating the absolute intensity of the neutron emission. This design, moreover, makes it possible to get alpha-neutrons coincidences, with a view to the measurement of the inelastic cross sections. A neutron emission of about 10^{10} neutrons per second is expected from the results of the first trials.

Les recherches sur les sections efficaces de diffusion inélastique des neutrons rapides d'énergie 14 MeV entreprises dans le laboratoire exigent un flux neutronique important. En effet, pour éviter les diffusions multiples et les absorptions, difficiles à évaluer, qui prennent naissance dans les diffuseurs épais, et aussi pour pouvoir étudier des diffuseurs d'éléments rares, nous avons choisi des diffuseurs de faibles dimensions et de faible épaisseur. La nécessité d'avoir un faisceau diffusé d'intensité suffisante pour l'étude de la diffusion inélastique entraîne le choix d'un flux primaire important de neutrons. D'autre part, l'expérience nous a montré qu'il est difficile de se protéger d'un flux important de neutrons de 14 MeV, quand les dimensions du tube sont grandes. C'est pourquoi nous avons construit un tube de neutrons de 150 keV, dont la hauteur hors tout de 1,60 m, permet une protection efficace. En particulier nous avons pu le monter dans une pièce normale du 3e sous-sol de notre laboratoire, où des épaisseurs de 12 mètres de terre et de 2 mètres de béton rendent la protection du personnel efficace. Le tube est de forme classique à 2 étages pour fractionner la tension. L'isolant est en araldite et le tube porte le potentiomètre diviseur de tension (schéma fig. 1 et fig. 2).

La source est une source à haute fréquence de 100 MC donnant 1 500 μA de tritons à la sortie du canal d'extraction. Elle est du type P. C. Thoneman [1] améliorée par C. D. Moak [2] et à laquelle nous avons adapté une forme de canal d'extraction inspiré des travaux de O. Reifenschweiler [3].

La cible en aluminium chargé de deutérium reçoit un courant de 1 000 μA. Cette cible est chargée directement par un faisceau de deuterons

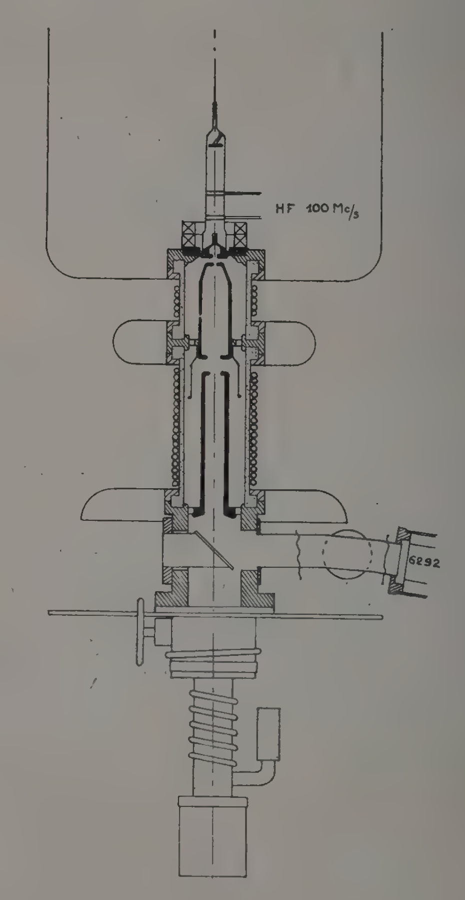


FIG. 1.

de 150 keV et 1 000 μA. Un dispositif permet de passer du faisceau de deuterons pour la charge, au faisceau de tritons pour la production de neutrons de 14 MeV. La cible inclinée à 45° est orientée vers un plastique collé par l'intermédiaire d'un conduit

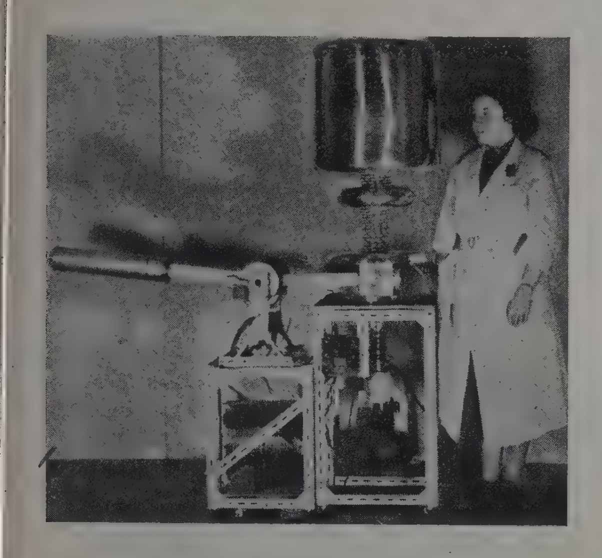


Fig. 2.

de lumière en plexiglas tenant le vide à un photomultiplicateur Dumont 6 292. Les alpha sortant de la cible perpendiculairement au faisceau de deuterons frappent le plastique et sont comptés intégralement dans l'angle solide, choisi pour l'appareil. En effet le pouvoir de pénétration des tritons de 150 keV est petit devant le parcours des particules alpha de 3 MeV dans l'aluminium, donc toutes les particules alpha de la réaction, pour l'angle solide choisi, sont comptées. Ceci permet de mesurer à tout instant l'intensité absolue du faisceau de neutrons à 90° du faisceau de tritons.

De plus un système de coïncidences rapides permet des corrélations entre les alpha et les neutrons diffusés dans un angle donné, ce qui évite l'enregistrement des neutrons diffusés parasites.

Le système de pompage est directement sous la cible, ce qui permet d'éviter les conduits de pompage et de gagner sur la vitesse de pompage. La pompe utilisée est une pompe 203 Edwards de 100 l/sec.

Des expériences comparatives avec la cible en aluminium pour la réaction (d, d) à 1 mA d'ions et 150 KeV et le même faisceau de 150 keV et 100 μA de deuterons frappant une cible de zirconium imprégné de tritium ont permis d'estimer à 10^{10} n/sec. le flux maximum de neutrons que nous espérons sortir du générateur.

Nous avons choisi un faisceau de tritons tombant sur une cible de deuterium et donnant la réaction (t, d) plutôt qu'un faisceau de deuterons tombant sur du tritium pour éviter de charger la cible en deuterium par le faisceau de deuterons ce qui provoquerait une réaction (d,d) parasite s'ajoutant à la réaction (d,t).

Le seul inconvénient de ce dispositf est que le maximum de la section efficace de la réaction (t, d) est supérieur au maximum de la réaction (d, t). Il faudra donc augmenter les tensions comme le rapport des masses des ions. Enfin le tritium perdu dans les pompes est récupéré à la sortie du clapet de la pompe à palettes.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *Nature*, 1946, **158**, 61.
[2] Moak (C. D.), Reese (H.) et Good (W. M.), *Nucleonics*, 1951, 18.
[3] *Ann. Physik*, 1954, **6**, Bd 14, 33.

AMÉLIORATIONS RÉCENTES APPORTÉES AU VAN DE GRAAFF DE 2 MeV DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Par ROBERT BARJON et JEAN SCHMOUKER.
École Polytechnique, Paris (1).

Sommaire. — On décrit les améliorations et modifications apportées au Van de Graaff de 2 MeV de l'École Polytechnique pour en faire un appareil de haute précision et d'un maniement commode. On donne rapidement les premiers résultats expérimentaux obtenus avec cet appareil.

Abstract. — This paper describes some recent improvements of the 2 MeV Van de Graaff of the « École Polytechnique de Paris » : Rf Ion source, stabilisation of the high voltage electrode, absolute electrostatic analysor, regulated high voltage rf power supply, focusing etc... This was made in order to improve the precision, stability and operation of this machine. A brief description is given of the first experimental results obtained with this Van de Graaff.

Origine. — Le Van de Graaff de l'École Polytechnique est un des deux premiers Van de Graaff de 2 MeV positifs construits par la « High Voltage Engineering Corporation ». Il fut livré sans stabilisation, sans analyseur de particules et avec une source d'ions à capillaire. On en commença l'installation dans les nouveaux bâtiments de la physique de l'École en 1952. L'équipe chargée de sa mise en service voulut en faire un instrument d'un maniement sûr, de grande précision et de haute stabilité. Les principales modifications furent :

1) **La construction d'une source d'ions haute fréquence.** — La source à capillaire d'origine ne donnant pas satisfaction (malgré plusieurs mois de travail, nous n'avons jamais pu la faire fonctionner plus d'une trentaine d'heures consécutives) nous avons construit au cours de l'année 1954 une source haute fréquence qui, depuis cette date, fonctionne très bien, elle peut fournir un faisceau d'ions d'intensité réglable jusqu'à environ 100 microampères avec une consommation de gaz comprise entre 4 et 30 cm³ par heure. (Voir R. Barjon, « Source d'ions haute fréquence de l'École Polytechnique », communication à paraître).

2) **Le déflecteur électrostatique absolu de 80 cm.** — Nous pensons que dans les années qui vont venir, le travail de recherche dans le domaine de la physique nucléaire de basse énergie (0 à 2 MeV) n'aura de valeur que par sa précision, aussi nous avons apporté tous nos soins au projet et à la réalisation du déflecteur et à celle de son alimentation pour en faire un outil aussi précis et aussi absolu que possible.

Le déflecteur est inspiré des déflecteurs électrostatiques de Herb (Université de Wisconsin) et de celui de Hunt (A. E. I. R. Laboratory, Aldermaston — Angleterre). Le rayon moyen est de 80 cm $\pm$ 0,01 et l'entrefer de 1 cm est mesurable et constant à $\pm$ 7 microns. Nous pouvons déposer les barres, les remonter et retrouver la même précision sur l'entrefer. L'angle de $\pi/2\sqrt{2}$ focalise à la sortie un faisceau parallèle à l'entrée.

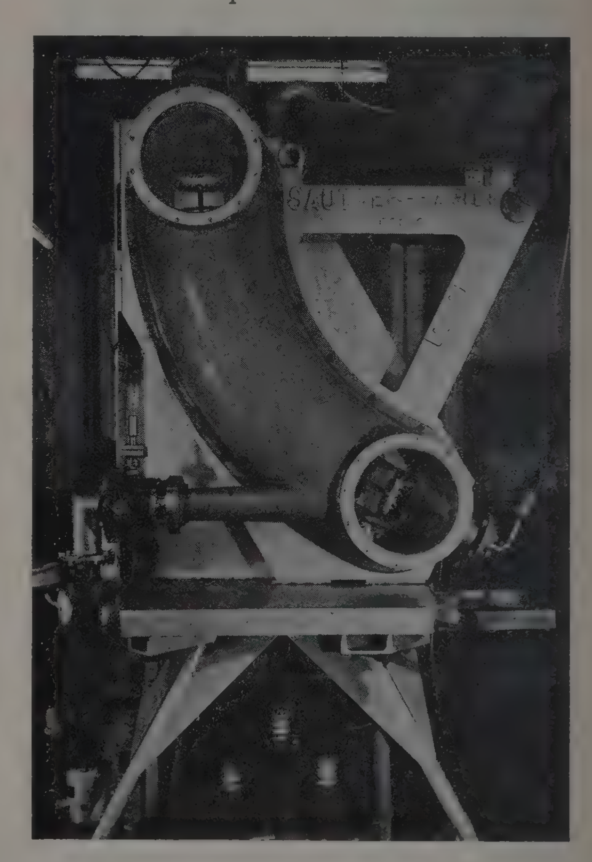


FIG. 1. — Le déflecteur électrostatique absolu du Van de Graaff de l'École Polytechnique.
Le rayon de courbure est de 80 cm.

(1) Laboratoire de Physique de M. LEPRINCE-RINGUET.

L'installation de ce déflecteur réalisé en 1954-1955 a été assez longue. Nous avons eu quelques difficultés à obtenir le vide nécessaire à un bon fonctionnement ($2\,10^{-5}$ mm de Hg avec faisceau) et nous avons dû faire quelques modifications intérieures pour diminuer le courant d'effluve entre les barres déflectrices et entre chaque barre et la masse. Nous avons notamment dû remplacer les isolants de silirite silicone (choisis pour leurs propriétés mécaniques) par des isolants en araldite. Ces nouveaux isolants donnent pleinement satisfaction quand on les protège des ions du faisceau et des ions diffusés, par des capuchons métalliques protégeant les isolants. Le courant entre barres déflectrices en service normal a une intensité 4 ou 5 fois supérieure à celle du faisceau, valeur tout à fait normale selon divers auteurs. A la sortie du déflecteur un système de fentes isolées permet de recevoir un signal lorsque l'énergie du faisceau change. La précision géométrique du déflecteur semble actuellement être supérieure à 0,05 % et nous pourrons éventuellement l'améliorer dans l'avenir. (Voir pour le projet de déflecteur le diplôme de M. P. Bounin « Contribution à l'étude du déflecteur électrostatique », juin 1954).

3. **L'alimentation haute tension ± 25 000 volts du déflecteur.** — Nous avons construit une alimentation haute tension du type haute fréquence (80 kilocycles). Il est en effet plus facile de stabiliser la différence des deux tensions positives et négatives (c'est-à-dire les 50.000 V) avec une alimentation à haute fréquence qu'avec une alimentation classique. L'alimentation a été très délicate à mettre au point, elle est installée et nous terminons actuellement le circuit de stabilisation et de mesure de la tension à 0,1 %. Nous espérons pouvoir pousser plus loin cette précision dans l'avenir. (Voir R. Barjon « Alimentation ± 25.000 du type haute-fréquence ». Communication à paraître.)

4. **La stabilisation de la tension du Van de Graaff.** — Nous avons construit deux circuits de stabilisation. Le premier régularise le courant de charge, il est inspiré du circuit du Van de Graaff du C E A (voir MM. Gabet et Taieb, Rapport C E A, nº 46).

Le second est le circuit de stabilisation proprement dit. Il consiste essentiellement en une comparaison des courants reçus par les deux lèvres d'une fente de sortie du déflecteur électrostatique. Cette différence de courants amplifiée commande la tension appliquée (entre 0 et 2 000 V) sur les pointes corona situées en face de l'électrode haute tension. La variation du courant de pointes corona compense les fluctuations de charge de cette électrode. On peut de plus changer la plage de réglage de la régulation en faisant varier la distance entre les pointes et l'électrode haute tension et en modifiant la polarisation de la plaque isolée et perforée à travers laquelle passent les pointes. Cette polarisation permet, en effet, de modifier la valeur du champ électrique au voisinage des pointes.

Actuellement le circuit de stabilisation est capable de maintenir automatiquement pendant plusieurs heures le faisceau entre les lèvres de la fente de sortie distantes de 2,5 mm. L'énergie du faisceau est donc stable à mieux que 0,2 % (en supposant la tension des barres constantes). Nous pensons pouvoir améliorer encore cette stabilité.

5. **Focalisation.** — Avec la nouvelle source, un nouveau tube et une nouvelle électrode de focalisation on obtient très aisément la focalisation du faisceau sur une surface de 2 à 3 mm². Le faisceau d'autre part ne « bouge » plus.

Conclusion. — Les améliorations décrites plus haut ainsi que toutes les modifications de détail que nous ne pouvons décrire faute de temps, nous permettent raisonnablement de penser qu'après la mise en place et le câblage définitif du circuit de mesure et de stabilisation de l'alimentation du déflecteur électrostatique et de la stabilisation de l'électrode haute tension du Van de Graaff, nous disposerons d'un faisceau stable à 0,1 % et que nous pourrons d'ici un mois ou deux commencer un travail de haute précision.

Signalons enfin que nous avons déjà réalisé l'année dernière une première expérience : désintégration des isotopes du lithium, du carbone et de l'oxygène par des tritons de 0,9 MeV (*C. R. Acad. Sc.*, t. **242,** nº 7, p. 896).

PROBLÈMES DE RÉGLAGE ET D'ÉTALONNAGE D'UN BÉTATRON DE 31,8 MeV

Par G. BOULÉGUE et P. CHANSON,
Laboratoires de Recherches de la D. E. F. A.

Sommaire. — Le bétatron est étalonné : *en énergie*, par référence à des seuils nucléaires connus ; *en intensité*, par l'activation du cuivre, l'ionisation dans un bloc de plexiglas ou le flux des neutrons émis par un corps irradié.

Abstract. — The betatron is calibrated : *as regards energy*, with reference to known nuclear thresholds ; *as regards intensity*, by the following methods : activation of copper ; ionization in a lucite block ; or neutron yield of an irradiated sample.

Le bétatron de 31,8 MeV à deux faisceaux (électroniques ou photoniques, à volonté) conçu initialement par son constructeur pour des usages médicaux, exigeait une amélioration des contrôles et des dispositifs de mesure, pour en faire un appareil de recherches physiques.

I. **Particularités du rayonnement.** — Les électrons ne doivent pouvoir frapper l'anticathode (ou sortir du tube) qu'au moment où ils ont atteint une énergie exactement fixée à l'avance. Un mode opératoire approprié a dû être mis au point pour obtenir ce résultat à coup sûr et éviter une double émission qui pourrait apparaître pour certains réglages.

II. **Réglage et mesure de l'énergie.** — Le repérage de l'énergie des électrons (Ee) est assuré par

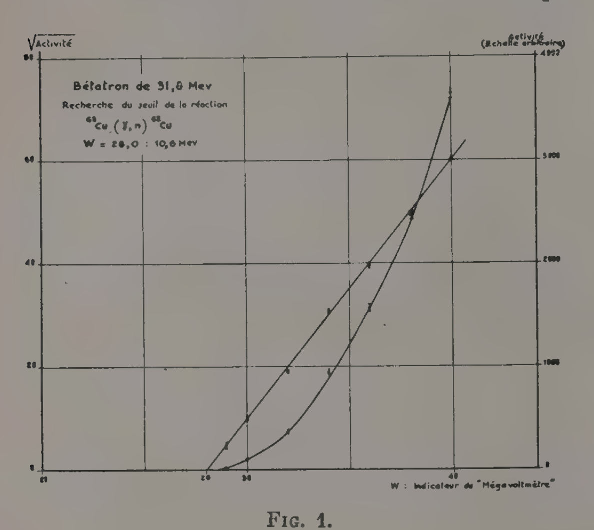


Fig. 1.

un montage intégrateur classique dont la stabilité et la fidélité ont été vérifiées. L'étalonnage en MeV de ce dispositif résulte de la mesure du seuil de réactions photonucléaires, bien connues, telles que Cu^{63} (γ, *n*) Cu^{62}. La courbe représentant la racine carrée de l'activité en fonction de Ee est sensiblement une droite (*fig.* 1), ce qui permet une bonne détermination du seuil. Cet étalonnage est obtenu avec une précision de 0,1 MeV au moins.

III. **Mesure de l'intensité du faisceau photonique.** — Une chambre d'ionisation, placée dans le faisceau, sert de moniteur et donne une mesure relative de l'intensité avec une stabilité et une fidélité bien contrôlées. La mesure absolue suppose la connaissance du spectre de freinage des électrons dans l'anticathode. On a adopté, comme la plupart des expérimentateurs, le spectre déduit par L. I. Schiff, de la théorie de H. A. Bethe (*fig.* 2) [1].

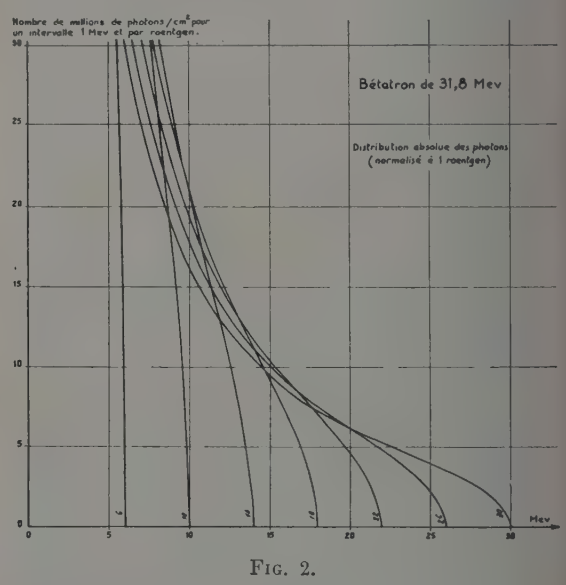


Fig. 2.

La comparaison, pour chaque valeur de *E*e, de l'indication du moniteur et de l'intensité d'un phénomène, produit par les photons et calculable d'après la connaissance des spectres, donne la mesure absolue.

Le phénomène considéré peut être :

1° *L'ionisation* constatée à l'intérieur d'un bloc épais de matière (plexiglas par exemple), frappé par le faisceau. Le calcul a été effectué selon la méthode, déjà ancienne, de L. H. Gray[2]. Le résultat s'est montré très satisfaisant jusqu'à 24 MeV, au moins.

2° *L'activité* β d'une cible irradiée (Cu par exemple). En partant des spectres publiés [3] on est remonté à l'étalonnage absolu pour toutes les valeurs utiles de *E*e (*fig.* 3).

3° *Le flux de neutrons* émis par une cible irradiée, Cette mesure, effectuée à l'aide d'un compteur au bore enrichi, a fourni des résultats relatifs, en parfait accord avec ceux des méthodes précédentes.

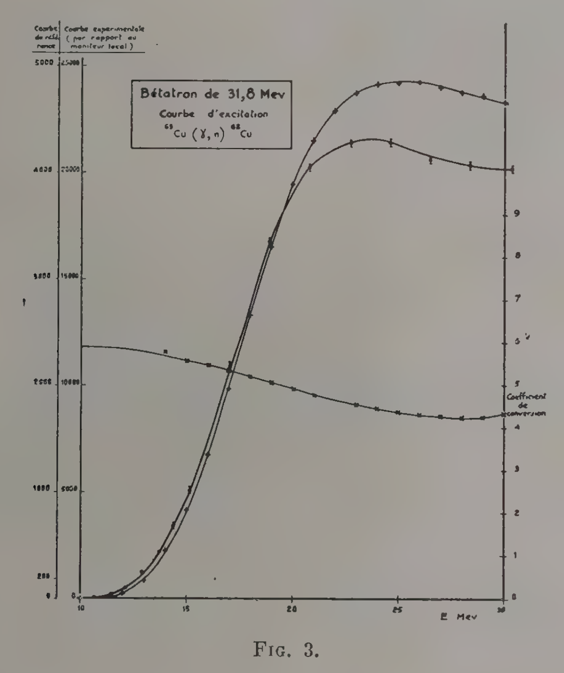


Fig. 3.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Schiff (L. I.), *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 81 et 1951, **83**, 252.

[2] Gray (L. H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1936, A **156**, 578.

[3] Par exemple : Diven (B. C.) et Alny (G. M.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 411.

UN ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE D'ÉLECTRONS DE 2,3 MeV

Par Mme Th. FRELOT, MM. R. COMBE et M. FEIX,
Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France.

Sommaire. — Brève description d'un accélérateur à onde progressive. On indique les performances de l'appareil, et on donne quelques détails concernant le guide d'ondes, le circuit hyperfréquence, le canon à électrons, et les dispositifs de focalisation.

Abstract. — A travelling-wave accelerator is briefly described. The results obtained with the apparatus are presented. Some information about waveguide, microwave circuit, electron gun, and focusing coils, is given.

Cet accélérateur, construit au Laboratoire, a été mis en service en février 1954. L'énergie de 2,3 MeV (le rapport $\beta = v/c$ des électrons est égal à 0,9833) a été choisie surtout en vue d'applications électromagnétiques.

L'élément essentiel de l'appareil est un guide d'onde chargé par des iris circulaires, qui occupe toute la longueur de l'appareil soit environ 2,10 m. Il s'y propage une onde électromagnétique dont la vitesse de phase, égale en tous points à celle des électrons, varie de 0,412 c (du côté du canon à électrons) à 0,9833 c (du côté de la cible). La transmission d'énergie de l'onde au faisceau se fait grâce à la composante longitudinale du champ électrique dont l'amplitude est comprise entre 12,5 et 15,5 kV/cm. La position d'équilibre de l'électron est en avant de la crête de l'onde ; le déphasage entre l'électron et la crête varie de 45 à 30° ; le champ efficace moyen est pratiquement constant et égal à 11 kV/cm.

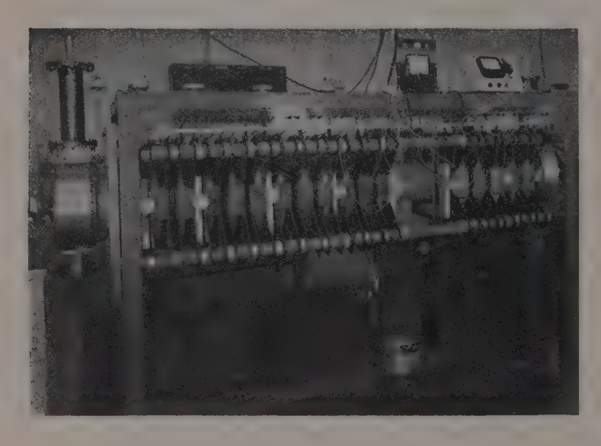


Fig. 5.

Le guide étant constitué par des iris de duralumin, ses pertes sont élevées, et presque toute l'énergie hyperfréquence est dissipée dans ses parois ; la puissance transmise varie le long du guide de 450 à 20 kW ; de cette manière, même si on ne dispose pas une terminaison adaptée à la sortie, on réalise un régime d'ondes presque purement progressives. Il y a trois séries d'iris d'épaisseurs différentes : 11 de 8 mm, suivis de 20 de 10 mm, puis, après que β a atteint la valeur 0,792, 89 de 20 mm. Ces 120 iris sont tous différents par les valeurs des diamètres intérieur et extérieur qui ont été déterminés par le calcul, de façon à satisfaire aux conditions exigées : variation continue de la vitesse de phase et constance du champ électrique efficace.

Le guide est situé à l'intérieur d'un corps formé de quatre cylindres en alliage d'aluminium et vidé par une installation de pompage très classique. La source d'électrons est un canon à filament de tungstène pur, la puissance de chauffage pouvant atteindre 150 W.

La source d'énergie est un magnéton SFR MC 101, qui émet sur 3 000 MHz. Le circuit HF, construit en guides d'ondes standard, et maintenu à la pression atmosphérique, le relie à l'accélérateur (dont il est séparé par une fenêtre de quartz étanche). Il comprend de plus deux adaptateurs et un couplage directif qui permet de prélever un signal réduit qui est envoyé dans un ondemètre à bande très étroite, et après détection par diode, sur un oscilloscope. La mesure de la fréquence doit être précise ; le guide chargé étant un milieu dispersif, un écart de $\pm$ 1 MHz suffit à empêcher le fonctionnement de l'accélérateur. Les jonctions, qui relient guide standard et guide à iris, sont du type classique dit en « bouton de porte ». Elles sont pourvues de pistons d'accord à commande étanche très visibles sur la photographie.

L'impulsion appliquée au magnétron a pour caractéristiques : durée 0,7 µs ; hauteur 27 kV (courant 35 A) ; elle est répétée à la fréquence du secteur, 50 Hz. Le canon reçoit également une impulsion (durée 3 µs ; hauteur 50 à 60 kV), répétée à la même fréquence qui communique aux électrons la préaccélération nécessaire pour qu'ils

entrent dans le guide avec une valeur de β égale à 0,412. Ces deux impulsions sont produites par des générateurs de type radar (lignes à retard, thyratrons à hydrogène) ; leur cadrage réciproque est vérifié grâce à un synchroscope de construction spéciale.

Le champ électromagnétique de l'onde ajoute son effet défocalisant à celui de la charge d'espace. Aussi l'accélérateur est-il entouré de bobines créant un champ magnétique axial variant de 400 œrsteds (du côté du canon) à 100 œrsteds. En effet l'action nuisible de l'onde, qui s'annulerait si la vitesse de propagation était égale à celle de la lumière, est minima du côté de la cible.

Un pupitre, séparé de l'appareil par un mur de 1,70 m groupe la presque totalité des organes de commande et des appareils de mesure. Il permet notament d'effectuer sans s'exposer au rayonnement X des relevés complets de spectres à l'aide d'un spectromètre β à déviation magnétique.

Le courant accéléré moyen, filtré par 2 mm d'aluminium, s'établit à 0,3 μA La valeur prévue de l'énergie, a été confirmée, non seulement par les mesures au spectromètre, mais aussi par la production des réactions (γ, n) sur le béryllium et l'eau lourde, dont les seuils respectifs sont à 1,67 et 2,18 MeV.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM TOME 17, JUILLET 1956, PAGE 599.

ADAPTATION AUX IRRADIATIONS GAMMA INTENSES DES COMPTEURS DE GEIGER-MULLER A PAROI DE VERRE ET GRAPHITAGE EXTERNE

Par Daniel BLANC,
Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France.

Résumé. — D'expériences décrites dans un article antérieur (*J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 681) on déduit les directives concernant la fabrication mécanique et l'utilisation de compteurs à graphitage externe destinés à des taux de comptage élevés.

1° *Circuit de comptage.* — Pour tirer le parti maximum du compteur dans la région linéaire de variation du seuil de Geiger, le seuil du circuit associé doit être inférieur à 0,2 volt.

2° *Construction mécanique.* — L'utilisation de verre plus conducteur améliore évidemment les performances. Il est d'autre part facile de réaliser des épaisseurs de 0,15 à 0,25 mm par étirage des cylindres de verre. Le rapport du diamètre du cylindre à celui du fil doit être aussi petit que possible : des valeurs de l'ordre de 80 sont suffisantes pour assurer au compteur des caractéristiques satisfaisantes.

3° *Remplissage.* — Trois solutions sont à retenir :

a) Vapeur polyatomique pure, telle qu'éthanol ou méthylal.

b) Méthylal + argon sous une pression aussi grande que possible. On ne peut dépasser une pression d'argon de 40 cm de mercure, les seuils de comptage étant, au-dessus de cette valeur, trop élevés.

c) Remplissages pour lesquels la variation du seuil de Geiger avec le taux de comptage est moins rapide que pour l'argon. Des remplissages hydrogène-méthylal conviennent bien.

L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE A ÉLECTRONS DU C. E. N. DE SACLAY

Par E. PICARD,
Centre d'Études Nucléaires, Saclay.

Sommaire. — On décrit rapidement l'accélérateur linéaire d'électrons en construction au Centre d'Études Nucléaires de Saclay. Le courant moyen du faisceau accéléré est égal à 85 μA pour une énergie de 28 MeV, et un cycle utile de 1 /1 000. Le faisceau, en tombant sur une cible d'uranium, crée un flux moyen de 10^{13} neutrons par seconde. Une déflexion magnétique sélectionne un faisceau d'électrons monochromatique dont la dispersion relative en énergie est de l'ordre de 10^{-3}. L'équipement expérimental d'utilisation est décrit.

Abstract. — The linear electron accelerator, which is being built at the Centre d'Études Nucléaires of Saclay, is briefly described. The main caracteristics of the beam are a mean current 85 μA for an energy of 28 MeV, and a duty cycle of 1 /1 000. The beam, when falling on an uranium-target, creates a mean flux of 10^{13} neutrons per seconde. An accurate magnetic deflection provides a monochromatic electron beam, the relative spread of which will be of the order of 10^{-3}. The experimental facilities are described.

La construction de l'accélérateur linéaire a débuté en mai 1955. L'appareil doit être terminé pour la fin de l'année 1956 ; études et réalisation auront donc duré environ 18 mois.

Les caractéristiques principales de l'accélérateur linéaire sont données dans le tableau ci-dessous.

Caractéristiques de l'accélérateur linéaire à électrons. —
Énergie : 28 MeV (correspondant au courant max.).
Courant max : 85 mA crête.
Durée des impulsions : 0,25 — 0,5 — 1 — 2 μs.
Fréquence de répétition : 500 — 250 — 125 pps.
Énergie variable de 10 à 33 MeV (une extension est prévue portant à 45 MeV l'énergie du faisceau).

La puissance HF nécessaire à l'accélération du faisceau correspond à un rendement de 30 % environ, soit 2,4 kW cédés au faisceau sur une puissance HF moyenne égale à 8 kW.

L'implantation de la machine est visible dans la figure 1. La figure 1*a* situe l'accélérateur et son massif de protection dans le bâtiment prévu. La figure 1*b* représente la tête de l'accélérateur.

Le flux de neutrons émis par une cible en uranium placée dans le faisceau d'électrons doit avoir une intensité moyenne de 10^{13} neutrons /s., soit 10^{16} neutrons /s. durant l'impulsion. Cette source de neutrons permettra d'effectuer des mesures par la méthode du temps de vol dans des domaines d'énergie beaucoup plus étendus que précédemment et avec des résolutions meilleures. L'intensité atteinte rend possible l'utilisation d'une base dont

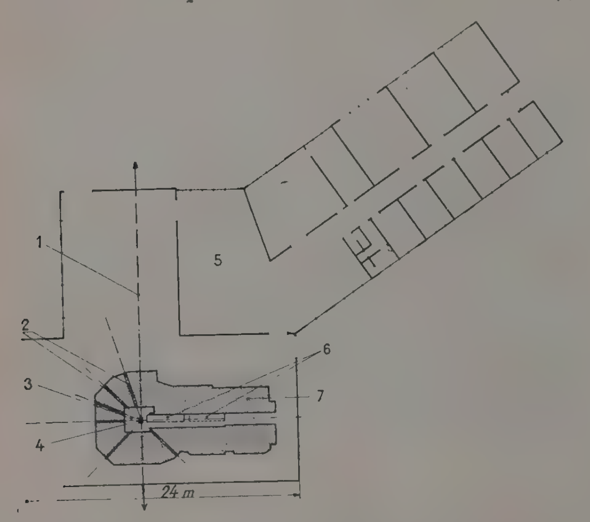


Fig. 1*a*. — 1) Départ de la base de temps de vol ; 2) canaux d'utilisation ; 3) chambre des cibles ; 4) cible ; 5) salle de contrôle ; 6) tables support de l'accélérateur ; 7) protection en béton.

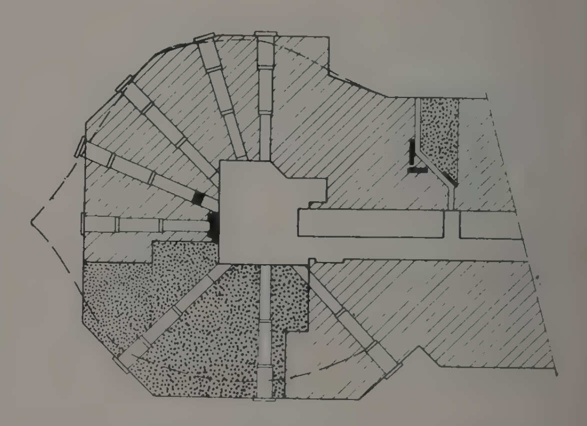


Fig. 1*b*. — Coupe horizontale à la hauteur du faisceau du massif de protection entourant la chambre des cibles. En pointillé, la partie de la protection effectuée en dalles ; en hachures, la partie massive de béton et en noir des briques de plomb incorporées dans le béton. Sur la figure on distingue les différents canaux horizontaux d'exploitation. La courbe en traits mixtes représente l'intensité du niveau γ en l'absence de plomb incorporé dans le béton.

la longueur atteint 200 mètres. Par exemple pour des neutrons de 1 MeV, le temps de vol est de 14 microsecondes environ, permettant une résolution $\frac{\Delta E}{E}$ meilleure que 10 %. Deux bases de temps de vol, dont les départs sont visibles sur la figure 1*a*, sont utilisées simultanément. Des stations intermédiaires sont prévues sur leur parcours. Les sélecteurs de temps de vol sont situés dans la salle de contrôle.

Dans la chambre des cibles (*fig.* 1*b*) se trouve un monochromateur qui est constitué de deux déflecteurs magnétiques à 60°. Ce monochromateur sélectionnera ceux des électrons du faisceau accéléré dont l'énergie est égale, à 0,5 ‰ près, à une valeur choisie entre 10 et 33 MeV. Le faisceau monochromatique d'électrons est environ 40 fois plus intense que celui d'un bétatron. Ce faisceau sera utilisé par l'action des photons secondaires pour des mesures de spectrométrie nucléaire à moyenne énergie (détermination d'énergie propre de noyaux, largeur des niveaux, sections efficaces d'absorption....), des expériences de diffusion inélastique des électrons sur les noyaux et enfin des mesures sur la polarisation du faisceau de freinage.

Un appareillage de haute précision est en cours de réalisation pour ce type d'expérience.

Des irradiations d'échantillons pourront être effectuées grâce à des tubes s'approchant très près de la cible. En particulier 2 tubes pneumatiques relieront la chambre des cibles à une salle d'expérimentation, ce qui permet l'examen d'un échantillon un temps très bref après son irradiation. Divers canaux (*fig.* 1*b*) sont prévus. Dans l'un d'entre eux, le faisceau de particules rayonnées comportera un minimum de γ pour un niveau de neutrons non altéré. Ceci a été réalisé en utilisant la directivité marquée vers l'avant du rayonnement γ, alors que le flux de neutrons émis par la cible est très sensiblement isotrope.

TABLE DES MATIÈRES

LETTRES A LA RÉDACTION

VIEILLISSEMENT DES COUCHES D'ALUMINIUM DÉPOSÉES PAR ÉVAPORATION

Par C. WEAVER et R. M. HILL,
Dept. of Natural Philosophy, Royal Technical College, Glasgow.

Les couches d'aluminium déposées sur verre par évaporation sous vide élevé sont fréquemment utilisées comme surfaces réfléchissantes de miroirs. L'adhérence de ces couches au verre du support est malheureusement assez faible et c'est devenu une pratique courante de condenser une fine couche de chrome sur le verre aussitôt avant d'y déposer l'aluminium. Le chrome semble accroître la dureté et l'adhérence de la couche finale d'aluminium.

Heavens [1, 2] a suggéré que cette action pouvait être due à un effet de « sensitisation » ou d'orientation induite dans la couche d'aluminium. Pour étudier l'effet d'une variation de l'épaisseur de la sous-couche de chrome, il mesurait l'adhérence des couches en les égratignant avec une aiguille de gramophone chargée, et en cherchant la charge juste nécessaire pour arracher le film. L'accroissement d'adhérence était faible tant que les sous-couches de chrome avaient des épaisseurs inférieures à 300 Å, mais une augmentation nette de l'adhérence apparaissait pour des épaisseurs plus grandes de chrome.

Nous avons observé sur ces couches des effets de vieillissement qui accroissent l'adhésion. Celle-ci tend à atteindre une valeur constante après 14 jours environ à la température ambiante ou 3 jours à 120 °C. L'adhérence a été mesurée, par la méthode de Heavens, pour des films parvenus à un état stable. En portant la charge de l'aiguille juste nécessaire pour arracher le film en fonction de l'épaisseur de la sous-couche de chrome, on obtient un graphique à deux échelons : il faut un premier accroissement de charge de 200 g environ au moment ou l'épaisseur de chrome atteint 20 Å, et un second quand elle dépasse 200 à 300 Å. De son côté, Heavens a obtenu 100 à 150 g pour des épaisseurs de chrome supérieures à 350 Å, mais ses mesures étaient probablement faites peu de temps après le dépôt, ce qui expliquerait la divergence.

Collins a examiné par diffraction électronique des couches d'aluminium déposées sur du chrome [2, 3], mais n'a pu mettre en évidence d'orientation de la couche. Le chrome lui-même ne présentait aucune orientation si on le déposait lentement et une orientation (110) pour un dépôt très rapide. La couche superposée d'aluminium ne présentait d'orientation en aucun cas, bien que l'aluminium déposé sur verre prenne une certaine orientation (100) [4].

On a suggéré que le vieillissement pouvait venir de la formation d'une pellicule dure d'oxyde qui résisterait à la pénétration. Des pesées à la microbalance n'ont montré aucune augmentation de poids après les 15 premières minutes, la formation de la couche d'oxyde étant presque complètement terminée au bout de ce temps. Cela s'accorde avec les courbes d'oxydation en fonction du temps obtenues par Mott [5], mais pas avec le vieillissement de longue durée observé.

Les diagrammes d'équilibre du système chrome-aluminium sont incomplètement connus, mais ces métaux donneraient 9 composés intermétalliques distincts [6]. On a cependant des diagrammes complets pour les systèmes nickel-aluminium et cobalt-aluminium, et dans les deux cas un sommet accusé indique la formation d'un composé stable à haute température de fusion. On sait que ces composés sont durs et tenaces, et qu'ils ont une grande énergie de formation. Les grandes analogies entre le chrome et les métaux en question, conduisent à supposer que l'un au moins des composés chrome-aluminium serait aussi très stable, de point de fusion élevé, et aurait une grande énergie de formation [7].

Lorsque nous déposons de l'aluminium sur du chrome, nous devons donc nous attendre à ce qu'une réaction intervienne à la surface de contact et forme une couche de composé intermétallique. Les courbes de vieillissement obtenues, tant à 120° qu'à température ordinaire, le confirment, car leur forme est caractéristique d'un processus de diffusion-précipitation. On suggère donc que la dureté et l'adhérence observées sont dues à une couche intermédiaire de ce composé intermétallique dur et tenace, adenté et trouvant prise dans l'aluminium plus tendre qui le recouvre. Ce composé renforcerait assez la pellicule pour lui permettre de résister à la distorsion produite par le test d'égratignure utilisé.

Nous poursuivons et étendons nos recherches, dont nous publierons plus tard un compte rendu détaillé.

Manuscrit reçu le 12 mai 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] HEAVENS, (O, S.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 335.
[2] HEAVENS, (O. S.) et COLLINS (L. E.), *J, Physique Rad.* 1952, **13**, 658.
]3] COLLINS (L. E.), *Ph. D. Thesis*, University of Reading, 1954.
[4] RHODIN (T. N.) Jnr., *Farad. Soc. Disc.*, 1949, **5**, 215.
[5] MOTT (N. F.), *Trans. Far. Soc.*, 1947, **43**, 429.
[6] BRADLEY (A. J.) et LU (S. S.), *J. Inst. Metals*, 1937, **60**, 319.
[7] HANSEN (M.), Der Aufbau der Zweistofflegierungen, Springer, Berlin, 1936.

MESURE DE LA PÉRIODE DU RADON (^{222}Rn) PAR CALORIMÉTRIE

Par J. Robert,

Laboratoire Curie.

L'étude des phénomènes radioactifs par la méthode de microcalorimétrie adiabatique a été entreprise depuis de nombreuses années. Cette méthode consiste essentiellement à mesurer l'élévation de température d'un calorimètre provoquée par l'absorption des rayonnements d'une source radioactive, le calorimètre étant parfaitement isolé au point de vue thermique de façon à annuler tout échange de chaleur avec l'extérieur.

Nous avons perfectionné cette méthode et réalisé un dispositif entièrement automatique afin d'augmenter considérablement la précision des mesures [1].

Ce dispositif permet des mesures relatives de quantités de chaleur en un temps donné variant dans un rapport considérable, supérieur à 100, et se prête donc particulièrement bien aux mesures de périodes : il devient en effet possible de suivre directement la décroissance d'un corps radioactif pendant six ou sept périodes.

La méthode ainsi utilisée présente de nombreux avantages sur les méthodes classiques des chambres d'ionisation :

1° La géométrie de l'appareillage importe peu : le rayonnement de la source est absorbé quelle que soit la position de celle-ci à l'intérieur du calorimètre et il est possible de la retirer et de la remettre entre les mesures sans prendre de précautions spéciales.

2° On n'est guère limité, dans le domaine des fortes élévations de température, que par l'étendue de l'échelle thermométrique, ce qui permet la mesure directe de très fortes sources ; dans le cas des chambres d'ionisation ou des compteurs, on est limité en ce sens par la saturation de l'appareil, saturation qui par surcroît dépend d'un grand nombre de facteurs et n'est jamais parfaitement connue.

3° La méthode calorimétrique permet des mesures simultanées de radioactivités α, β et γ ce qui n'est pas le cas pour les chambres d'ionisation. Il devient ainsi possible de suivre l'évolution d'un mélange de radioéléments émetteurs quelconques.

Nous avons mesuré avec notre dispositif la période du radon (^{222}Rn) : ce corps se prête particulièrement bien à une telle étude en raison de son inactivité chimique, ce qui exclut tout risque de dégagement de chaleur provenant d'une combinaison ou décomposition moléculaire.

La période du radon est bien connue depuis les travaux de Bothe [2] en 1923, qui a donné la valeur 3,825 $\pm$ 0,003 jours, et de I. Curie et C. Chamié [3] en 1924, qui ont trouvé 3,823 $\pm$ 0,002 jours. La Commission Internationale de 1931 [4] a retenu la valeur 3,825 jours. Plus récemment, J. Tobailem [5] a confirmé ce résultat et donné 3,825 $\pm$ 0,004 jours. Tous ces travaux étaient basés sur l'emploi de la chambre d'ionisation.

Nous avons suivi par calorimétrie une source de radon pendant quinze jours, l'intensité de cette source passant de 263 à 17,3 millicuries et l'élévation de température horaire variant de 2,536 à 0,167 degrés.

Les mesures de température ont été faites au thermomètre Beckmann au centième de degré (et non pas au millième), étant donné la grande intensité de cette source.

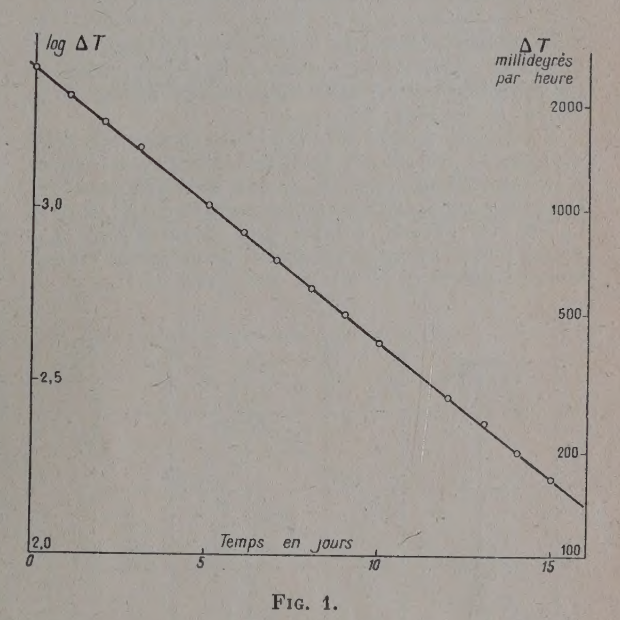


Fig. 1.

Nous avons tenu compte de la croissance du polonium dans le radon ; le calcul montre que le dégagement de chaleur dû au dépôt actif à évolution lente (Ra $D + E + F$) est encore négligeable au bout de quinze jours.

L'analyse des points expérimentaux par la méthode des moindres carrés a conduit à la valeur de la période :

$$T = 3{,}825 \pm 0{,}004 \text{ jours.}$$

Ce résultat est en accord avec les valeurs publiées précédemment, bien qu'obtenu par une méthode entièrement différente.

Manuscrit reçu le 26 mai 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Lecoin (M.) et Robert (J.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1718.
[2] Bothe (W.), *Z. für Physik*, 1923, **16**, 266.
[3] Curie (I.) et Chamié (C.), *J. Physique Rad.*, 1924, **5**, 238.
[4] International Radium Standard Commission Report, *Rev. Mod. Phys.*, 1931, **3**, 427.
[5] Tobailem (J.), *Ann. Physique*, 1955.

PERTURBATION DU SPECTRE D'ABSORPTION DANS L'ULTRAVIOLET PROCHE DES VAPEURS DE TOLUÈNE ET DE MÉTA-XYLÈNE PAR DES GAZ ÉTRANGERS COMPRIMÉS JUSQU'A 1 500 kg/cm²

Par M. Boris OKSENGORN,
Laboratoire des Hautes Pressions, Bellevue.

Dans une publication précédente [1] nous avons donné les résultats de l'étude de la perturbation du spectre d'absorption dans l'ultra-violet moyen de la vapeur de benzène.

Nous avons étendu cette étude aux dérivés méthylés du benzène : toluène et m-xylène. Nous nous sommes servis du même appareillage que précédemment [1], et nous avons opéré à la température de 20 °C, et avec l'azote et l'argon comme gaz compresseurs. Les pressions de vapeur du toluène et du m-xylène étaient respectivement de 30 mm et de 6.5 mm de Hg.

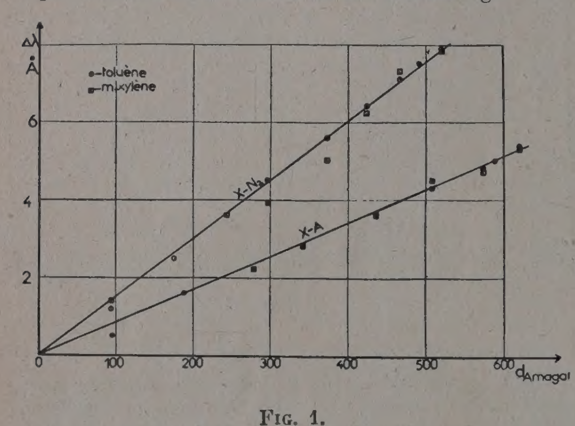


FIG. 1.

De même que dans le cas du benzène, les bandes d'absorption des vapeurs de toluène et de m-xylène sont déplacées vers les grandes longueurs d'onde ; il y a aussi une disparition progressive de la structure de vibration, et un élargissement des bandes. La figure 1 montre que les déplacements des bandes d'absorption du toluène et du m-xylène sont pratiquement les mêmes et dans la limite des erreurs suivent une loi linéaire en fonction de la densité du gaz étranger compresseur.

Sur les figures 2 et 3, sont tracées les courbes donnant les demi-largeurs des bandes d'absorption, en fonction de la densité. Elles sont linéaires, dans la limite des erreurs d'expérience.

Pour le m-xylène, nous n'avons tracé que la portion de courbe correspondant à la bande d'absorption obtenue par élargissement sous l'effet de la pression des deux bandes situées très près l'une de l'autre, 2 706 Å et 2 711 Å.

Ces résultats sont semblables à ceux obtenus sur la vapeur de benzène ; mais on peut remarquer que la perturbation sur les dérivés méthylés du benzène est plus importante que celle du benzène ; ainsi pour une densité d'azote de 500 Amagats, le déplacement des bandes d'absorption du benzène, est de 6 Å en moyenne, alors que pour le toluène et le m-xylène on trouve un déplacement de 7,5 Å. L'écart des déplacements est du même ordre de grandeur, dans le cas

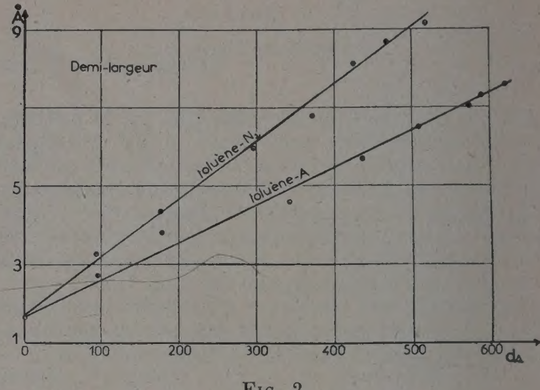


FIG. 2.

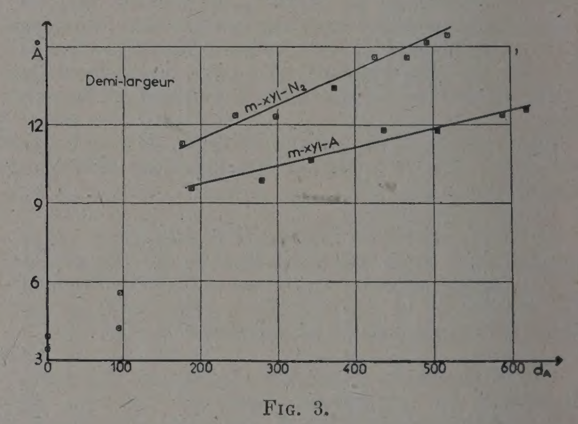


FIG. 3.

de la compression avec de l'argon. Cette différence pourrait être due à la pression des groupements méthyle, qui modifient la forme du potentiel dans lequel se déplacent les électrons π. Les forces intermoléculaires seraient ainsi plus importantes dans le cas du toluène et du m-xylène, que dans celui du benzène.

Manuscrit reçu le 4 juin 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] OKSENGORN (B.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1955, **240**, 2300.

COMPRESSION DE L'OXYGÈNE AUX TRÈS HAUTES PRESSIONS PAR ONDES DE CHOC ENGENDRÉES DANS LE LIQUIDE

Par J. DAPOIGNY, J. KIEFFER et B. VODAR,
Laboratoire des Hautes Pressions, Bellevue (Seine-et-Oise).

Poursuivant nos recherches de compressibilité de différents milieux dans des domaines de pression et de température difficilement accessibles aux expériences statiques, nous avons déterminé « l'adiabatique dyna-

mique » de l'oxygène liquide. La méthode expérimentale est celle déjà utilisée dans l'étude de l'argon liquide [1]. C'est une méthode de mesure de densité du milieu et de célérité de l'onde, deux paramètres qui peuvent être atteints simultanément par radiographie instantanée. Les principes de conservation de la masse et de la quantité de mouvement permettent le calcul des pressions [2], [3].

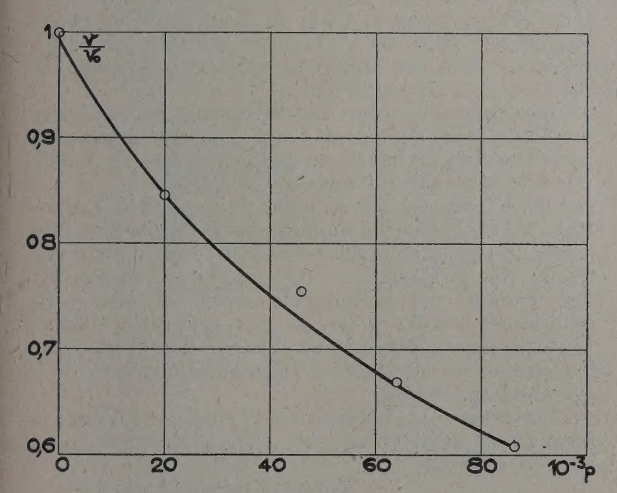


Fig. 1. — Adiabatique dynamique de l'oxygène liquide. $v_0 = 0{,}862$ volume spécifique à p atmosphérique et T ébullition.

Comme l'oxygène liquide est moins absorbant pour les rayons X que l'argon liquide, nous avons dû augmenter les diamètres des vases qui contiennent le milieu, afin d'obtenir un contraste suffisant (7 et 10 mm respectivement, au lieu de 4 et 8 mm).

La figure donne le volume relatif de l'oxygène jusqu'à une pression de 83 000 kg/cm².

Manuscrit reçu le 7 juin 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Dapoigny (J.), Kieffer (J.) et Vodar (B.), *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 733-734.
[2] Dapoigny (J.), Kieffer (J.) et Vodar (B.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1955, **31**, 260-270.
3] Kieffer (J.), Dapoigny (J.) et Vodar (B.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1955, **30**, 137-146.

REMARQUES SUR LA MESURE DE LA BIRÉFRINGENCE ACOUSTIQUE EN LUMIÈRE COHÉRENTE

Par J. Badoz,
École Supérieure de Physique et Chimie,
10, r. Vauquelin, Paris.

1. Certains liquides visqueux parcourus par une onde ultra-sonore deviennent biréfringents [1]. La quantité de lumière restituée par le liquide placé entre polariseurs croisés est :

$$\Phi_1 = (\Phi_0 .)(\pi\delta)^2 \qquad \text{(I)}$$

où δ est la différence de marche moyenne produite par les ultra-sons et Φ_0 le flux lumineux incident.

Pour Peterlin [2] ceci n'est valable que pour un éclairage incohérent. En lumière parallèle donc cohérente « l'intensité de l'image de diffraction de la lumière qui sort du nicol analyseur diminue quand on élargit le faisceau dans la direction de propagation des ultra-sons ».

La quantité de lumière réellement restituée serait :

$$\Phi'_1 = \Phi_1 (\sin \xi/\xi)^2$$

avec $\xi = \pi a/\Lambda$ où a est la largeur de la fente supposée rectangulaire et Λ la longueur d'onde ultra-sonore.

2. Pour vérifier ces résultats considérons le plan de sortie de la cuve (*fig.* 1).

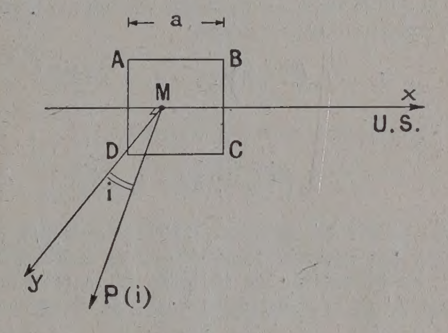


Fig. 1.

x : Direction des ultrasons.
y : Direction des rayons lumineux, normale à ABCD.
ABCD : Face de sortie de la cuve contenant le liquide.
$P(i)$: Direction d'observation.

Un faisceau de rayons lumineux parallèles se propage parallèlement à y et normalement à la surface de sortie ABCD ; soit y_0, l'épaisseur de liquide traversé. Les ultra-sons se propagent selon la direction x, normalement à y. La lumière est polarisée rectilignement. La vibration lumineuse fait un angle de 45° avec la direction de propagation des ultra-sons.

En un point M, d'abscisse x, du plan de sortie ABCD, la composante de l'amplitude de la vibration lumineuse selon la direction de polarisation de l'analyseur est

$$A(M) = A_0 \sin(\omega t - \pi(n_e + n_0)y_0/\lambda) . \sin \pi(n_e - n_0)y_0/\lambda$$

où n_e et n_0 sont les indices, pour l'abscisse x considérée, du liquide soumis aux ultra-sons et λ la longueur d'onde de la lumière utilisée.

La contribution du point M sera pour une direction $P(i)$ de l'espace

$$a(P) = A_0 \sin(\omega t - \pi(n_e + n_0)y_0/\lambda - \varphi_P) . \sin \pi.\Delta n.y_0/\lambda$$

où

$$\varphi_P = 2\pi (\sin i).x/\lambda.$$

On suppose, en première approximation, que $(n_e + n_0)$ reste sensiblement constant.

Comme Δn est petit on peut confondre le sinus et l'arc, on a alors

$$a(P) = (A_0.\pi.\Delta n.y_0/\lambda) \,.\, \sin(\omega t - \varphi_P)$$

où l'on remplace Δn par sa valeur locale due aux ultrasons (réseau de biréfringence)

$$\Delta n = (\Delta n)_0 \cos(\Omega t - 2\pi x/\Lambda). \qquad \text{(II)}$$

L'amplitude de la vibration résultante dans la direction $P(i)$ est la somme des contributions de tous les points M de l'ouverture.

L'intensité lumineuse diffractée dans la direction $P(i)$, par la fente précédée du liquide biréfringent considéré (formule II) est alors de la forme :

$$I_1 = I_0/2\,[\sin^2 \xi_1'/\xi_1'^2 + \sin^2 \xi_1''/\xi_1''^2] \qquad \text{(III)}$$

avec

$$\xi_1' = \pi a\left(\frac{\sin i}{\lambda} + \frac{1}{\Lambda}\right) \quad \text{et} \quad \xi_1'' = \pi a\left(\frac{\sin i}{\lambda} - \frac{1}{\Lambda}\right)$$

alors que l'intensité diffractée, dans la même direction, par la fente seule précédée par une substance de biréfringence uniforme serait :

$$I_2 = I_0\left(\frac{\sin^2 \xi_2}{\xi_2^2}\right) \text{ avec } \xi_2 = \frac{\pi a \sin i}{\lambda} \qquad \text{(IV)}$$

et la formule proposée par Peterlin

$$I_3 = I_0\left(\frac{\sin^2 \xi_3}{\xi_3^2}\right) \text{ avec } \xi_3 = \frac{\pi a}{\Lambda}. \qquad \text{(V)}$$

Pour $i = 0$, la formule (III) est identique à celle indiquée par Peterlin, mais le premier maximum de la figure de diffraction de la fente seule (IV) et dont l'intensité est I_0, est remplacé par deux maxima chacun d'intensité $I_0/2$, dans les directions i_1 telles que :

$$\sin i_1/\lambda = 1/\Lambda.$$

Pour les fréquences ultra-sonores de 0,3 ; 3,5 et 10 MHz, i_1 a respectivement pour valeur 0,4 ; 3,5 et 10 minutes.

Les figures de diffraction autour de ces maxima diffèrent ensuite très peu de celles données par la fente seule (IV). Lorsque la fente est assez large devant la longueur d'onde de la lumière utilisée, l'intensité diffractée dans des directions différentes de celle des deux maxima est négligeable.

Dans toute la gamme des fréquences ultra-sonores employées, pratiquement toute l'énergie lumineuse sera envoyée dans une direction faisant avec la normale à la fente un angle inférieur à 10 minutes.

La biréfringence acoustique réalise un filtre d'amplitude dont la présence apporte une modification à la figure de diffraction d'une fente. Cette modification est négligeable lorsqu'on ne s'intéresse qu'à la mesure du flux restitué par la biréfringence acoustique entre polariseurs croisés. Il est en effet facile de collecter l'énergie transportée par un faisceau de rayons dont l'ouverture est inférieure à 10 minutes. La formule I est alors applicable.

L'ouverture du faisceau de rayons « parallèles » incident est d'ailleurs souvent très notablement supérieure à cet angle.

Manuscrit reçu le 22 juin 1956.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Lucas (R.), *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **206**, 827.
[2] Peterlin (A.), *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 48.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal 3e trimestre 1956. — Imp. Taffin-Lefort à Lille (France).